

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI "FEDERICO II"



DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA AEROSPAZIALE, NAVALE E DELLA QUALITA'

TESI DI DOTTORATO

Studio aerotermodinamico di sonde per misure di flussi termici
nella galleria al plasma SCIROCCO

Tutor

Ch.mo Prof. Raffaele Savino

Candidato

Adolfo Martucci

Coordinatore

Ch.mo Prof. Antonio Moccia

CICLO XX

INDICE

I Fenomenologie del regime ipersonico e del rientro atmosferico

I.1 Regime di moto ipersonico	1
I.1.1 Cenni storici	1
I.1.2 Caratteristiche del moto ipersonico	4
I.1.3 Il rientro atmosferico	14
I.1.3.1 Geometrie Blunt	19
I.1.3.2 Lo Space Shuttle	20
I.1.3 L'attuale scenario internazionale dei veicoli ipersonici	21
I.2 Cenni sui sistemi di protezione termica	30
I.3 Effetti del non equilibrio chimico e della cataliticità superficiale	38

II Simulazione del riscaldamento aerodinamico con galleria ad arco

II.1 Problematiche relative alla simulazione del rientro in galleria	44
II.2 La galleria SCIROCCO del CIRA	46
II.2.1 Introduzione	46
II.2.2 Descrizione dell'impianto	52
II.2.2.1 Arco elettrico	52
II.2.2.2 Ugello	56
II.2.2.3 Camera di prova	58
II.2.2.4 Sistema di supporto del modello	60
II.2.2.5 Diffusore	60
II.2.2.6 Scambiatore di calore	62
II.2.2.7 Sistema di vuoto	62
II.2.2.8 Sistema DeNOx	64
II.2.2.9 Sistema elettrico e Power Supply System	64
II.2.2.10 Data Acquisition System e sistema di controllo	66
II.2.2.11 Metodo per la misura del flusso termico e della pressione nel punto di ristagno	67
II.2.2.12 Misura dell'entalpia totale specifica	69

INDICE

III Modelli matematici

III.1 Introduzione	71
III.2 Modelli matematici per le simulazioni relative alla galleria SCIROCCO	72
III.2.1 Geometrie e griglie di calcolo	72
III.2.2 Le equazioni della fluidodinamica	79
III.2.3 Modello di miscela reagente	82
III.2.4 Forma vettoriale delle equazioni e modello numerico	92

IV Analisi numerica di prove alla galleria SCIROCCO

IV.1 Introduzione	97
IV.2 Descrizione della simulazioni numeriche	98
IV.3 Valutazione dell'incertezza delle misure	99
IV.4 Risultati delle simulazioni	101
IV.5 Confronti tra risultati numerici, sperimentali e formule semiempiriche	114
IV.6 Effetti della cataliticità superficiale	117
IV.7 Formule ingegneristiche per la stima dei flussi termici	122

V Analisi del flusso termico su un modello di UHTC nel tunnel SPES

V.1 Introduzione	129
V.2 Criteri per il dimensionamento del calorimetro	131
V.3 Scelta della geometria esterna	147
V.4 Simulazioni CFD	142
V.5 Realizzazione del calorimetro	152

VI Il Multi-Holder

VI.1 Introduzione	156
VI.2 Geometria e griglia di calcolo	159
VI.3 Simulazioni numeriche	161
VI.4 Test sul Multi-Holder e confronti con simulazioni CFD	169

INDICE

VI.5 Studio di cataliticità col Multi-Holder	180
VII Conclusioni	189
Bibliografia	191

CAPITOLO 1

I.1 Regime di moto ipersonico

In questa fase della presente tesi di dottorato si darà una breve descrizione della storia e delle caratteristiche del regime di moto ipersonico, il quale rappresenta l'argomento alla base di tutto il lavoro svolto.

I.1.1 Cenni storici

L'alba del moto ipersonico risale a più di 58 anni fa. Il 24 febbraio 1949, dal sito White Sands Proving Ground, nel deserto del New Mexico, fu lanciato un razzo V-2, famosissima importazione degli Stati Uniti dalla Germania dopo la Seconda Guerra Mondiale. In testa al V-2 era montato un sottile razzo a forma di ago, chiamato WAC Corporal, che fungeva da

secondo stadio del V-2 (Fig.1.1).

Mentre tutti i precedenti tentativi di una certa importanza, sia negli Stati Uniti che in Europa, si erano focalizzati sull'impiego di un singolo stadio V-2, questa combinazione V-2/WAC Corporal rappresentò il primo significativo utilizzo di un razzo multistadio per il raggiungimento di elevati valori di velocità e di quota. Il secondo stadio, acceso ad una quota di 160 km e ad una velocità di 5600 km/h, accelerò fino alla velocità massima di 8300 km/h e raggiunse i 393 km di quota, superando così il precedente record

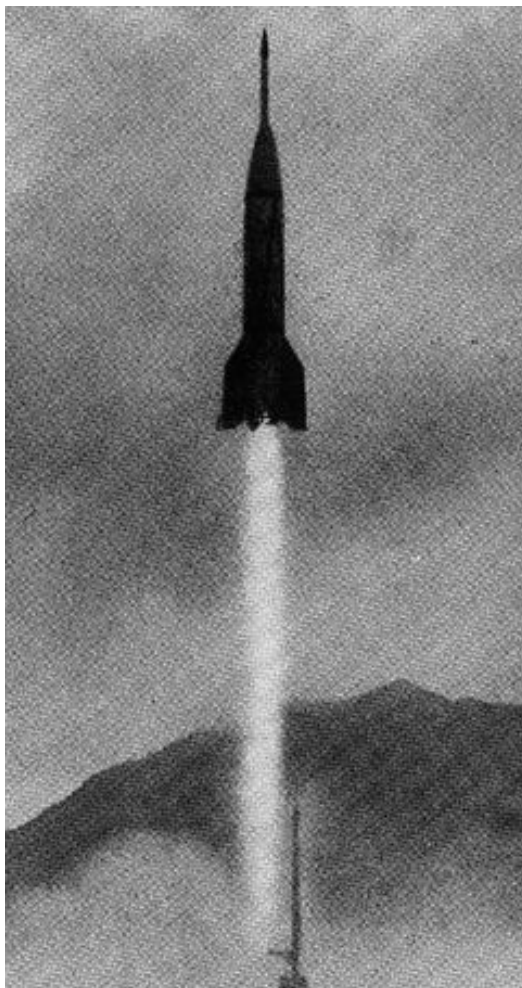


Fig. 1.1 - Decollo del V-2/WAC Corporal da White Sands, 24 Febbraio 1949

(fatto segnare dal V-2 monostadio) di

210 km. In quel momento per la prima volta un oggetto costruito dall'uomo toccò il regime ipersonico, volando ad una velocità più di cinque volte maggiore di quella del suono.

Nonostante fosse stata abbondantemente seguita la sua traiettoria dagli strumenti, il WAC Corporal non fu più ritrovato.

Dodici anni più tardi, il 12 aprile 1961, una capsula sferica atterrò, con l'ausilio di un paracadute, nel piccolo villaggio di Smelooka, in Russia, nella regione di Saratov (Fig. 1.2).



**Fig. 1.2 - Capsula Vostok 1 appena atterrata
in Russia, 12 Aprile 1961**

All'interno di questa capsula c'era Yuri Gagarin, partito 108 minuti prima dalla base russa di Baikonur. La capsula, cosiddetta Vostok 1 (in russo "Oriente"), orbitò intorno alla terra e rientrò nell'atmosfera ad una velocità venticinque volte superiore a quella del suono. Così facendo Gagarin diventò oltre che il primo uomo nello spazio, anche il primo uomo a volare in regime ipersonico.

Sempre nel 1961, il 5 Maggio, Alan B. Shepard diventò il secondo uomo nello spazio compiendo un volo suborbitale sull'Oceano Atlantico, ed

entrando nell'atmosfera a Mach 5, e il 23 Giugno il pilota Robert White volò, a bordo dell'aeroplano X-15 (Fig. 1.3), a Mach 5.3, ovvero ad una velocità pari a circa 5800 km/h, eseguendo così il primo volo ipersonico “non spaziale”.

Gli eventi succitati rappresentano le pietre miliari del volo ipersonico, e di sicuro diedero vita ad una nuova era, aprendo un importante fronte di studio teorico e tecnologico, l'aerodinamica ipersonica.



Fig. 1.3 Il velivolo X-15

I.1.2 Caratteristiche del moto ipersonico

Uno dei parametri più importanti dell'aerodinamica è sicuramente il numero di Mach. Tale numero è definito come rapporto tra la velocità del fluido in considerazione (nella fattispecie l'aria), e la velocità del suono.

Il valore unitario di questo parametro separa nettamente due regimi di moto, il regime subsonico ($M < 1$) e il regime supersonico ($M > 1$).

C'è poi una soglia convenzionale che definisce il regime ipersonico, ed è il valore del numero di Mach pari a 5. Tale limite però è, come detto, non più di una convenzione, infatti quando si accelera da $M=4.99$ a $M=5.01$ non c'è nessun brusco cambiamento del campo di moto, come invece avviene a cavallo del valore unitario del Mach.

Piuttosto, il moto ipersonico è meglio definito come il regime dove alcuni fenomeni fisici diventano via via più importanti man mano che il numero di Mach cresce. In alcuni casi uno o più di questi fenomeni possono diventare significativi già a Mach 3, in altri casi possono non esserlo fino a valori del numero di Mach pari a 7 o persino maggiori.

Questi fenomeni, caratteristici appunto del moto ipersonico, saranno ora, per sommi capi, descritti.

•Piccole distanze tra onda d'urto e corpo

Dalle equazioni relative al salto delle grandezze a cavallo dell'onda d'urto si nota che l'incremento di densità, per un dato angolo d'urto, aumenta all'aumentare del Mach. A parità di portata, maggiore è la densità minore è l'area attraverso cui tale portata fluisce. Questo significa che, per un flusso ipersonico intorno a un corpo, la distanza tra l'onda d'urto ed il corpo stesso può essere piccola.

La regione del campo di moto compresa appunto tra l'onda d'urto e il corpo è detta *Strato d'urto* (dall'inglese Shock Layer), e per i regimi ipersonici tale Strato d'urto può essere abbastanza sottile (Fig. 1.4).

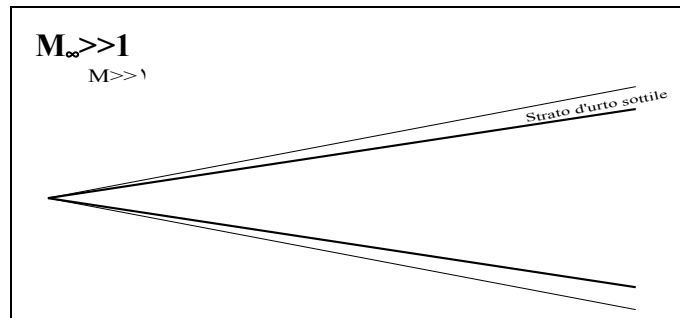


Fig. 1.4 Strato d'urto molto sottile in ipersonico

Inoltre ad alte temperature si innescano anche fenomeni chimici che possono ulteriormente assottigliarlo.

Quindi una peculiarità del regime ipersonico è che l'onda d'urto si trova ad una distanza dal corpo piuttosto piccola, cosa che può provocare alcuni complicati fenomeni fisici, come per esempio una sorta di interazione tra lo strato limite e l'onda d'urto stessa.

•Strato entropico

Se ipotizziamo di avere un corpo, con bordo d'attacco arrotondato e a simmetria assiale, in regime ipersonico avremo, essendo come detto sottile lo strato d'urto, una distanza piccola tra l'onda d'urto e appunto il bordo d'attacco. In questa regione l'onda d'urto presenta una curvatura molto elevata.

Considerando che l'entropia aumenta nell'attraversare un'onda d'urto, e che più intenso è l'urto maggiore è l'incremento di entropia, è possibile comprendere facilmente come la regione a valle di un'onda d'urto curva sia caratterizzata da elevati gradienti di entropia. Infatti una linea di corrente nelle vicinanze dell'asse di simmetria incontrerà un urto quasi normale, e quindi molto intenso; in questo caso il salto di entropia sarà

molto più intenso rispetto a quello relativo ad una linea di corrente che attraversa l'urto lontano dall'asse.

Vengono così generati grandi gradienti di entropia nella regione del “nose”, dando vita al cosiddetto Strato antropico (*Entropy layer*), che lambisce il corpo fino a punti a discreta distanza dal bordo d'attacco.

Lo strato limite lungo la superficie del corpo viene così a trovarsi all'interno dell'entropy layer, e sarà quindi influenzato da esso.

Dal momento che lo Strato entropico è anche una regione ad alta vorticità (in base al teorema di Crocco), questa interazione viene chiamata a volte “Interazione vorticosa”.

La risoluzione dell'*entropy layer* può comportare maggiori problemi dal punto di vista matematico per la difficoltà nell'assegnare la condizione appropriata al bordo esterno dello strato limite.

•Interazione viscosa

Una corrente ipersonica è caratterizzata da elevati valori di energia cinetica specifica. Quando essa lambisce un corpo, il fluido sarà rallentato a causa degli effetti viscosi presenti all'interno dello strato limite. Ci sarà quindi una diminuzione di energia cinetica, che sarà quindi convertita in altre forme di energia, in particolare energia interna del gas. Tale fenomeno è detto “dissipazione viscosa”.

L'aumento dell'energia interna provocherà quindi un corrispondente aumento della temperatura all'interno dello strato limite.

Le caratteristiche dello strato limite in regime ipersonico sono molto influenzate dai valori elevati della temperatura; infatti, tenendo conto del fatto che il coefficiente di viscosità aumenta con la temperatura, si può facilmente provare che lo spessore dello strato limite in ipersonico sarà maggiore rispetto al caso dell'aerodinamica classica. Inoltre siccome la pressione è costante all'interno dello strato limite (nella direzione

normale alla parete del corpo), l'aumento della temperatura corrisponderà ad una diminuzione della densità secondo l'equazione di stato:

$$\rho = \frac{P}{RT}$$

con R costante del gas.

Essendo la densità relativamente bassa la portata dovrà fluire attraverso un'area più grande, e quindi anche questo effetto contribuirà a rendere più spesso lo strato limite.

Dal punto di vista matematico osserviamo che sotto opportune ipotesi, possiamo ritenere valida, per lo spessore dimensionale dello strato limite, la seguente relazione

$$\delta \propto \frac{M_{\infty}^{\gamma}}{\sqrt{Re_x}}$$

con M_{∞} numero di Mach asintotico e Re_x numero di Reynolds locale.

Essendo, come visto in precedenza, la densità relativamente bassa e la viscosità relativamente elevata, il valore di Re_x sarà piccolo, ed essendo, per definizione di regime ipersonico, M_{∞} particolarmente elevato, il valore di δ non sarà molto piccolo.

Essendo lo spessore dello strato limite non trascurabile, il corpo risulta in un certo senso molto più ingombrante di quanto sia in realtà, ai fini della soluzione del campo di moto euleriano esterno, da cui dipende, a sua volta, il campo di moto nello strato limite.

Questa interazione tra lo strato limite e il campo esterno non viscoso è detta "Interazione viscosa". Essa può avere notevole influenza sulla distribuzione superficiale della pressione, e quindi sulle componenti della forza aerodinamica quali la portanza e la resistenza, sulla stabilità, sui valori dei coefficienti di attrito e di scambio termico. Inoltre lo strato limite su un veicolo ipersonico può diventare talmente grande da interagire addirittura con l'onda d'urto.

•Conseguenze delle elevate temperature

Poiché, come detto, i regimi di moto ipersonici sono caratterizzati da elevati valori dell'energia cinetica, che viene dissipata per effetto della viscosità nello strato limite, temperatura, all'interno dello strato limite, può raggiungere valori molto elevati, fino ad eccitare i gradi di libertà vibrazionali delle molecole e a provocare la dissociazione o persino la ionizzazione delle specie molecolari presenti nel gas. Inoltre, qualora lo scudo termico del veicolo ipersonico fosse rivestito con materiali ablanti, si innescerebbero delle reazioni chimiche piuttosto complesse. In generale la superficie del corpo è lambita da uno strato limite "reagente". Lo strato limite però non è l'unica regione del campo di moto dove prevalgono elevate temperature. Per esempio, se consideriamo un corpo tozzo a simmetria assiale (come una sfera), anche nella zona a valle dell'urto, in corrispondenza dell'asse (dove, come già detto in precedenza, l'urto è normale e quindi molto intenso) si raggiungeranno temperature molto elevate, e quindi l'intero "shock layer" può essere chimicamente reagente.

I valori della temperatura che si raggiungono influiscono fisicamente sul comportamento del gas in modo determinante.

Lo studio dei regimi dell'aerodinamica classica si basa sull'ipotesi di calori specifici costanti, di modo che il rapporto

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

sia anch'esso costante. Questo porta ad ottenere nel caso di regime di moto isoentalpico e isoentropico dei risultati in cui i rapporti fra la pressione, densità e temperatura rispetto ai valori di ristagno corrispondenti sono funzioni di γ e del numero di Mach.

Quando la temperatura è sufficientemente elevata il gas si comporta in modo non ideale. Infatti, con l'eccitazione del grado di libertà

vibrazionale, i valori di C_p e C_v , e di conseguenza anche il parametro γ , siano funzioni della temperatura. Per l'aria questi effetti diventano significativi a temperature superiori a 800 K.

Se la temperatura aumenta ulteriormente possono innescarsi, come accennato in precedenza, le reazioni chimiche.

Per un gas reagente e in equilibrio chimico, C_p , C_v e γ sono funzioni della temperatura e della pressione. Alla pressione di 1 atmosfera l'ossigeno molecolare O_2 comincia a dissociare ($O_2 \rightarrow 2O$) alla temperatura di circa 2000 K, ed è praticamente tutto dissociato a 4000 K. Per quanto riguarda l'azoto N_2 , la dissociazione ($N_2 \rightarrow 2N$) comincia a 4000 K, e si trova completamente dissociato a 9000 K.

A temperature superiori a 9000 K si formeranno gli ioni (grazie alle reazioni $N \rightarrow N^+ + e^-$, $O \rightarrow O^+ + e^-$), ed il gas diventa un plasma parzialmente ionizzato.

Se l'eccitazione delle vibrazioni e le reazioni chimiche avvengono molto rapidamente, in confronto al tempo impiegato da una particella fluida a muoversi attraverso il campo di moto, avremo un flusso in equilibrio chimico e vibrazionale. Se è vero il contrario, ovvero i tempi caratteristici delle reazioni chimiche e dell'innescio delle vibrazioni sono molto inferiori rispetto ai tempi macroscopici cinematici, avremo un flusso in una condizione di non equilibrio, che è molto più difficile da analizzare.

I fenomeni menzionati possono influire sulla portanza, la resistenza e i momenti agenti su un veicolo ipersonico. Infatti si è visto per esempio che gli effetti della chimica sono molto importanti per la valutazione della deflessione da dare ai bofy-flap dello Space Shuttle per dargli l'assetto adatto durante la fase del rientro dallo spazio.

Ad ogni modo l'effetto principale della elevata temperatura del gas in regime ipersonico è il conseguente elevato scambio termico sulla superficie del velivolo.

Il riscaldamento aerodinamico, infatti, riveste un ruolo dominante nella progettazione di qualsiasi apparato inerente al regime ipersonico, che sia un velivolo, un motore ramjet o una galleria del vento. Tale riscaldamento aerodinamico si traduce in un flusso termico dallo strato limite (ad elevata temperatura) verso la superficie del corpo, più fredda, ed è detto flusso termico convettivo. Inoltre se la temperatura nello shock layer è sufficientemente elevata, le radiazioni termiche emesse dal gas possono diventare significative, dando vita ad un flusso termico radiativi verso la superficie del corpo. Come esempio basti pensare che durante il rientro delle missioni Apollo, il flusso termico radiativi era più del 30% di quello totale, e per una sonda spaziale che entrasse nell'atmosfera di Giove esso sarebbe più del 95% del flusso termico totale.

Ma l'aspetto più importante da questo punto di vista è sicuramente un altro. Come si è già più volte detto, se la temperatura è abbastanza elevata si possono innescare le reazioni chimiche, in particolare le specie molecolari presenti nell'aria possono dissociarsi. Le specie atomiche così create, al momento del contatto con la parete del corpo possono ricombinarsi, rilasciando una certa quantità di calore su di essa. In più, se la parete ha un certo grado di cataliticità queste reazioni vengono facilitate, e il flusso termico risultante sarà ancora maggiore. Tale flusso termico, quindi, può essere sensibilmente aumentato dal contributo della chimica.

Un'altra importantissima conseguenza delle elevate temperature presenti nel campo di moto intorno ad un velivolo ipersonico è il cosiddetto *blackout*, ovvero un'interruzione nelle comunicazioni col velivolo, che avviene a certe altitudini e velocità durante il rientro in atmosfera, dove è appunto impossibile trasmettere onde radio da o verso il velivolo. Ciò è provocato dalla ionizzazione del gas, che produce elettroni liberi che assorbono le radiazioni nelle frequenze delle onde radio. Per questo

motivo una accurata previsione della densità di elettroni liberi nel campo di moto è piuttosto importante.

•Basse densità

Se consideriamo l'aria che abbiamo intorno, essa è composta da singole molecole, prevalentemente ossigeno e azoto, in moto caotico. Se si potesse osservare il moto di una singola molecola si noterebbe che essa si muove per una certa distanza, per poi collidere con un'altra molecola, dopodiché si muove di nuovo per una certa distanza e collide ancora con un'altra molecola, continuando indefinitamente con questo processo di collisioni successive.

Sebbene la distanza percorsa tra due urti successivi è di volta in volta diversa, se ne può individuare nel tempo un valore medio. Tale valore medio è definito con la dizione "libero cammino medio" ed è denotato con la lettera greca λ .

A livello del mare $\lambda=6.632 \cdot 10^{-8}$ m, una distanza decisamente piccola. Ciò implica che, a livello del mare, un corpo in movimento nell'aria penetra all'interno di un fluido che può essere considerato un *continuum*. La maggior parte dei casi di interesse in aerodinamica (più del 99% di tutte le applicazioni) verificano il continuum.

Immaginiamo ora di essere ad una quota di 100 km, dove la densità dell'aria è molto più bassa, e di conseguenza il libero cammino medio è molto più grande rispetto alle condizioni a livello del mare ($\lambda=30$ cm).

Il fluido non sarà più un continuum, ma sarà composto da tante singole molecole che impattano sui corpi in movimento. In queste condizioni i concetti, le equazioni e i risultati dell'aerodinamica basati sull'assunzione del continuum cominciano a perdere validità; quando ciò accade dobbiamo approcciare l'aerodinamica da un punto di vista diverso,

usando i concetti della teoria cinetica. In questo caso si parla di regime di moto a bassa densità o regime rarefatto.

Molti voli ipersonici, e in particolare quelli a quote elevate, rientrano in questa tipologia di regimi di moto. Ad esempio, nella zona del nose dello Space Shuttle non si può considerare l'aria come un continuum per quote superiori ai 92 km. Ad ogni modo per qualsiasi velivolo al crescere della quota la densità diminuisce e λ aumenta, e quindi le ipotesi del continuum man mano decadono.

Al raggiungimento di una certa quota, in condizioni di gas rarefatto, l'annullarsi della velocità della particella fluida sulla superficie di un corpo, dovuto all'attrito, può non verificarsi, e tale velocità può assumere un valore finito. Essa è detta velocità di *slip*, ovvero di scivolamento sulla superficie.

Analogamente la temperatura del gas nelle vicinanze della parete, che generalmente è assunta essere uguale a quella della parete stessa, in condizioni di rarefazione sarà diversa da questa. In queste condizioni il problema può ancora essere studiato con le equazioni del continuum, ad eccezione delle condizioni di temperatura e velocità sulla superficie.

Se la quota crescesse ulteriormente arriveremmo ad un certo punto dove anche le equazioni del continuum cessano di avere senso, e devono essere utilizzate metodologie provenienti dalla teoria cinetica per lo studio del comportamento aerodinamico di un velivolo.

Infine la densità, al crescere ancora della quota, diventerà talmente bassa che solo poche molecole impatteranno sulla superficie nell'unità di tempo, e dopo che esse vengono riflesse non interagiranno con le molecole che sopraggiungono.

Quindi, se consideriamo un veicolo spaziale che rientra nell'atmosfera terrestre da quote elevate, esso si troverà all'inizio in un regime di molecole libere, dove sono importanti gli impatti delle singole molecole

con la superficie del corpo, poi in un *regime di transizione*, dove sono importanti gli effetti dello slip sulla parete, e infine in un regime continuo. Il parametro che differenzia questi regimi di moto è il numero di Knudsen, definito nella seguente maniera

$$Kn = \frac{\lambda}{L}$$

dove L è una dimensione caratteristica del corpo. Per $Kn \ll 1$ abbiamo il continuum, in particolare le equazioni di Navier-Stokes valgono per $Kn < 0.2$, e gli effetti dello slip a parete deve essere presa in considerazione per $Kn > 0.03$. Gli effetti del regime di molecole libere cominciano circa a $Kn = 1$, e aumentano man mano che Kn tende a infinito. Il regime di transizione interessa l'intervallo $0.03 < Kn < 1$.

In un dato problema il numero di Knudsen rappresenta un criterio per valutare se gli effetti della rarefazione sono importanti, e in che misura.

Guardando la definizione del Kn , la quota al di sotto della quale si ha il continuum è maggiore o minore a seconda che la lunghezza caratteristica L sia più grande o più piccola. Quindi velivoli grandi si muoveranno in regime continuo fino a quote maggiori rispetto a velivoli più piccoli.

La definizione di regime ipersonico, data all'inizio di questa parte della tesi, comprende tutti gli aspetti appena descritti, ad eccezione dell'ultimo. La rarefazione, infatti, non è un aspetto che comincia a manifestarsi al crescere del numero Mach da certi valori in poi, ma rappresenta comunque un aspetto caratteristico del moto in ipersonico, in quanto tale moto è spesso dovuto al rientro dallo spazio.

I.1.3 Il rientro atmosferico

Si intende con rientro atmosferico la fase di un qualsiasi veicolo spaziale che ritorna sulla terra da una missione nello spazio, e che quindi attraversa l'atmosfera. Il veicolo sarà soggetto a forti sollecitazioni inerziali (dovute alla decelerazione che esso subisce) e termiche (dovute al fatto che si trova in regime ipersonico), che dovranno essere contenute entro determinati limiti per la sicurezza strutturale, degli strumenti di bordo e soprattutto di eventuali membri dell'equipaggio.

La presenza dell'atmosfera è, da un lato, una cosa vantaggiosa in quanto consente al veicolo di frenare e quindi di atterrare morbidamente, ma allo stesso tempo crea dei rischi notevoli per gli elevati flussi termici che provoca, a causa dell'attrito, sul veicolo rientrante.

Senza dubbio, quindi, questa è la fase più critica di una missione spaziale, basti pensare alla recente tragedia dello Shuttle Columbia il primo febbraio 2003, disintegratosi proprio durante la fase del rientro nell'atmosfera a causa di un problema nel sistema di protezione termica, causando la morte dei sette membri dell'equipaggio.

Per avere un'idea dell'ordine di grandezza delle energie specifiche in gioco durante il rientro, si consideri un satellite in orbita bassa intorno alla terra. Poiché lo "spessore" dell'atmosfera di un pianeta è in genere una piccola frazione del suo raggio, l'energia potenziale è, al limite esterno dell'atmosfera, trascurabile rispetto all'energia cinetica posseduta dal satellite che stiamo considerando. Esso infatti, muovendosi alla velocità di circa 7.7 km/s le energie potenziale e cinetica, entrambe per unità di massa, sono rispettivamente 1 e 30 MJ/kg. Se consideriamo poi una sonda interplanetaria che ritorna sulla terra, essa avrà approssimativamente una velocità pari alla velocità di fuga, cioè circa 11.2 km/s, con una relativa energia cinetica di 63 MJ/kg. Se tutta l'energia cinetica, a causa della resistenza dovuta all'atmosfera, si

trasformasse in energia interna del corpo, si raggiungerebbero temperature talmente elevate da essere proibitive per qualsiasi materiale, vaporizzando il satellite.

È chiaro pertanto che affinché non si creino situazioni disastrose per l'integrità del velivolo e per la sopravvivenza dell'equipaggio, solo una piccola parte dell'energia dissipata deve essere trasferita sotto forma di calore alla superficie del veicolo che rientra nell'atmosfera, e questo rappresenta uno dei maggiori problemi, se non il maggiore, di una missione spaziale.

A tutti noi sarà capitato di vedere la caduta di un meteorite nell'atmosfera terrestre, quella che comunemente viene chiamata "stella cadente", ciò è la prova tangibile che in realtà non tutta l'energia viene convertita in energia termica del corpo, ma gran parte dell'energia del corpo viene trasmessa al fluido circostante, creando fenomeni di dissociazione, ionizzazione, radiazione, e solo una "piccola" parte viene effettivamente trasferita al veicolo sotto forma di riscaldamento dello stesso.

La ionizzazione dell'aria crea, come detto, in corrispondenza della parte anteriore di un corpo che rientra il ben noto problema del *black out* della trasmissione dei dati che isola il veicolo spaziale.

D'altro canto però è pur vero che se i 30 MJ/kg fossero tutti trasformati in energia termica del corpo, anche per materiali ad elevati calori specifici, es. 1000 J/kg K, si raggiungerebbero temperature dell'ordine dei 30000 K, che come detto vaporizzerebbero il corpo rientrante.

Per valutare quindi l'entità del riscaldamento aerodinamico si consideri l'equazione del moto di un corpo che segue una traiettoria verticale, nell'ipotesi che sia trascurabile la forza peso rispetto alle altre forze aerodinamiche in gioco, che altro non è che un equilibrio tra forze

$$M \frac{dV}{dt} = - \frac{1}{2} \rho V^2 C_D A \quad (1.1)$$

dove M è la massa del corpo, A la sua superficie esposta alla corrente e C_D è il coefficiente di resistenza aerodinamica, supposto in questo caso costante lungo la traiettoria.

Se si trascura la radiazione (sia dall'aria verso il corpo che viceversa) la quantità di energia dQ nel modo calore che entra nel corpo nell'intervallo di tempo dt è:

$$dQ = \bar{q} A dt$$

con \bar{q} flusso di calore medio sulla superficie del corpo. Se si considera la definizione del numero di Stanton medio sulla superficie del corpo:

$$\bar{St} = \frac{\bar{q}}{\rho V \left[\frac{V^2}{2} + C_p (T_\infty - \bar{T}_w) \right]}$$

otteniamo:

$$dQ = A \cdot \bar{St} \cdot \rho V \left[\frac{V^2}{2} + C_p (T_\infty - \bar{T}_w) \right] dt \quad (1.2)$$

Trascurando il contributo termico rispetto a quello cinetico la (1.2) si semplifica in:

$$dQ \cong \bar{St} \cdot \rho \frac{V^3}{2} A dt \quad (1.3)$$

ricavando ΔQ dalla (1.1) e sostituendo nella (1.3) si ottiene:

$$dQ \cong - \frac{\overline{St}}{C_D} M V dV$$

Integrando tra la velocità iniziale di rientro V_i ed una velocità generica V :

$$\Delta Q \cong \frac{\overline{St}}{C_D} M \frac{V_i^{\gamma} - V^{\gamma}}{\gamma}$$

Si definisce frazione percentuale di energia il rapporto:

$$\eta_Q = \frac{\Delta Q}{M \left(\frac{V_i^{\gamma} - V^{\gamma}}{\gamma} \right)} \cong \frac{\overline{St}}{C_D} \quad (1.4)$$

che rappresenta la frazione di energia trasmessa al corpo rispetto a quella totale dissipata. Per limitare il riscaldamento aerodinamico bisogna minimizzare η_Q .

Per $V \ll V_i$, ricordando che per l'analogia di Reynolds

$$\overline{St} = \frac{\overline{C_f}}{\gamma}$$

la (1.4) può essere scritta nella maniera seguente:

$$\boxed{\eta_Q = \frac{\Delta Q}{M \frac{V_i^{\gamma}}{\gamma}} \cong \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\overline{C_f}}{C_D}}$$

Il rapporto tra il coefficiente d'attrito e il coefficiente di resistenza è quindi il parametro dimensionale che indica quanto si riesce a rallentare un corpo senza causare un eccessivo riscaldamento dello stesso. Per minimizzare η_Q bisogna aumentare la resistenza di forma rispetto a quella d'attrito e quindi ricorrere a forme tozze, come, ad esempio, quelle delle capsule Gemini e Apollo.

A parità di flusso termico, inoltre, il corpo realizza un minore incremento di temperatura nel tempo. Infatti, indicando con M la massa del corpo, con T la sua temperatura, con S la sua superficie, con c il calore specifico del materiale con cui è realizzato, con \dot{q} il flusso di calore convettivo, con q_r il flusso di calore radiativi netto (dal corpo verso l'esterno), l'equazione del bilancio termico, supponendo che il corpo conducibilità termica molto elevata, è in prima approssimazione:

$$\dot{q}S = cM \frac{dT}{dt} + \dot{q}_r S$$

da cui risulta che

$$\frac{dT}{dt} = \frac{S}{cM} (\dot{q} - \dot{q}_r)$$

L'innalzamento della temperatura è tanto più basso quanto più è basso il rapporto S/M , ovvero in prima approssimazione S/V , dove V è il volume del corpo racchiuso dalla superficie S .

I corpi tozzi sono caratterizzati da un basso rapporto S/V . I corpi affusolati che, al contrario, sono caratterizzati da elevati valori di S/V ,

presentano un rapido innalzamento della temperatura della punta, che potrebbe portare alla fusione in breve tempo.

Anche per un aereo ipersonico il profilo delle ali non può essere a spigolo vivo, per la necessità di provvedere al raffreddamento, che risulta inoltre essere tecnologicamente più difficile su un bordo d'attacco non arrotondato.

I.1.3.1 Geometrie Blunt

Se consideriamo una capsula del tipo di quella in figura 1.5, durante il suo attraversamento dell'atmosfera si formerà davanti ad essa una forte onda d'urto staccata che, da un lato riduce il flusso termico sulla superficie del veicolo e, dall'altro, aumenta la resistenza aerodinamica.



Fig. 1.5

Ciò consente di ottenere delle decelerazioni più efficienti durante l'attraversamento degli strati alti dell'atmosfera (dove la densità è più bassa), assicurando così una riduzione dei flussi termici massimi lungo la traiettoria (si ricordi che $\dot{q} \propto \rho V^\gamma$, formula (1.3) del paragrafo precedente).

D'altra parte la geometrie di questo tipo esibiscono bassissime efficienze aerodinamiche L/D , con L portanza (dall'inglese Lift), e D resistenza (Drag), e questo fa in modo che non ci sia manovrabilità; infatti, nel caso delle capsule, si parla di rientro balistico.

I.1.3.2 Lo Space Shuttle

Lo Space Shuttle rappresenta il primo, e attualmente l'unico, esempio di veicolo ipersonico operativo avente una configurazione più vicina a quelle aeronautiche, che consente, avendo una maggiore efficienza aerodinamica, di effettuare un rientro portante. Tuttavia la fase di rientro dell'Orbiter avviene ad elevati angoli d'attacco (vedi Fig 1.6), che determinano comunque la formazione di una forte onda d'urto staccata.

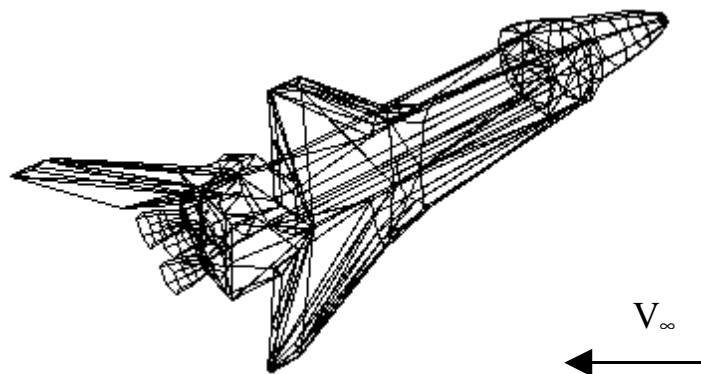


Fig. 1.6 Orientazione dello Shuttle durante il rientro

Inoltre la sua configurazione presenta un raggio di curvatura del *nose* di 60 cm e bordi d'attacco delle ali piuttosto arrotondati, per limitare i flussi termici che aumentano drammaticamente al diminuire del raggio di curvatura:

$$\dot{q} \propto \frac{1}{\sqrt{R}}$$

I.1.4 L'attuale scenario internazionale dei veicoli ipersonici

Negli ultimi anni l'interesse per lo spazio è cresciuto sensibilmente, e di conseguenza è aumentato il suo impiego dal punto di vista commerciale, grazie ai satelliti per le telecomunicazioni, il telerilevamento, le previsioni metereologiche, e dal punto di vista scientifico, grazie alle numerose proposte di esperimenti in condizioni di microgravità.

I costi per l'accesso allo spazio sono però ancora molto alti, infatti basti pensare che per portare 1 kg di *payload* in orbita bassa, detta anche orbita LEO (Low Earth Orbit), sono attualmente necessari 40000 dollari, e la riduzione di questi costi di almeno un ordine di grandezza comporterebbe una notevole crescita dell'industria aerospaziale mondiale.

Le agenzie e le industrie aerospaziali, pertanto, hanno intrapreso molti programmi per lo sviluppo delle tecnologie necessarie alla realizzazione dei nuovi lanciatori completamente o parzialmente riutilizzabili. Per dare un'idea dell'interesse che questo settore suscita, in questa fase della presente tesi di laurea sarà data una breve descrizione di alcuni di questi progetti.

Il paese che ha la maggiore esperienza sugli RLV (Reusable Launch Vehicle), ovvero veicoli completamente riutilizzabili, sono senza dubbio gli Stati Uniti d'America; come esempio basti pensare che lo Space Shuttle, l'unico mezzo verso lo spazio parzialmente riutilizzabile, è operativo fin dal lontano 1981. In questi anni poi i governi statunitensi hanno costantemente incentivato questo tipo di progetti.

Infatti nel 1996 la "US National Space Policy" affidò alla NASA il compito di sviluppare, in collaborazione con l'industria, le tecnologie relative agli RLV, convinta che il fiorente "mercato dei satelliti" avrebbe sostenuto lo sviluppo di un nuovo lanciatore riutilizzabile entro la fine del

secolo. L'obiettivo del programma era quello di realizzare in breve tempo e con un budget limitato un SSTO (Single Stage To Orbit).

Nel 1999 la NASA iniziò una nuova serie di attività che portarono alla definizione di un nuovo programma, l'ISTP (Integrated Space Transportation Plan), che includeva le seguenti iniziative:

➤ Space Shuttle Safety Upgrades

Per migliorare l'affidabilità dello Space Shuttle

➤ Space Launch Initiative (SLI o anche 2nd generation of RLV)

Per imboccare la strada verso la sostituzione dello Shuttle con un nuovo veicolo operativo nel 2012

➤ Terza generazione di RLV

Per focalizzare lo sforzo sullo sviluppo delle tecnologie necessarie al lanciatore completamente riutilizzabile (propulsione air-breathing su tutte)

Il programma più importante dell'ISTP è lo SLI. Si tratta di un programma di 48 miliardi di dollari; esso dovrebbe coprire il periodo 2001-2006, e si propone l'obiettivo di realizzare un sistema di trasporto spaziale che sia, citando lo slogan della NASA, 100 volte più sicuro e 100 volte meno costoso dello Space Shuttle.

In questo contesto si inseriva il dimostratore tecnologico X-34, il cui progetto era stato intrapreso dalla NASA in collaborazione con l'OSC (Orbital Science Corporation), allo scopo di acquisire il know-how necessario alla progettazione dei futuri RLV.



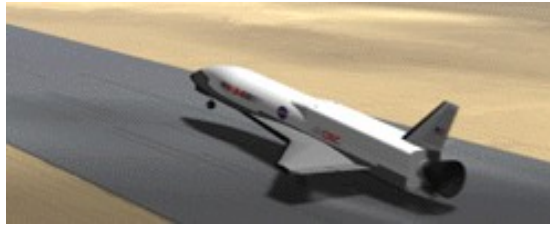
L'X-34 era un veicolo ipersonico alato in grado di raggiungere Mach 8 a quote di 80 km, il cui scopo era di dimostrare abilità di volo autonomo, di verificare la bontà delle strutture realizzate in materiale composito, di provare materiali innovativi per il TPS.

Il progetto è stato poi interrotto per motivi finanziari, ma gli studi preliminari condotti forniscono una ricchissima base di esperienza aerotermodinamica per lo sviluppo di altri veicoli e dimostratori tecnologici.

La sua configurazione traeva ispirazione da quella dello Shuttle, da cui riprendeva l'ala a doppio delta ed alcuni materiali. Per il TPS venivano utilizzati *upgrade* di alcuni materiali impiegati per lo Shuttle, e veniva



provato un nuovo rivestimento a base di carburo di silicio (SIRCA) per il *nose-cap* (con raggio di curvatura pari a 17.9 cm) e per i bordi d'attacco delle ali.



Durante una tipica missione l'X-34 avrebbe raggiunto la quota di quindici chilometri trasportato dall'aereo L-1011 (Fig. 4); dopo il rilascio avrebbe acceso i motori e raggiunto la quota massima di 80 km a Mach 8, dove avrebbe iniziato la fase di rientro a motori spenti con un angolo di attacco di 25° . Il veicolo sarebbe quindi stato in grado di eseguire autonomamente l'avvicinamento al suolo e l'atterraggio.

Progetti analoghi, anch'essi americani, sono l'X-38, di cui parleremo tra breve, e l'X-43.

Quest'ultimo, altro veicolo ipersonico di ricerca, ha volato per la prima volta il 27 Marzo 2004.

Il volo, pianificato dal Dryden Flight Research Center della NASA



all'Edwards Air Force Base in California, è stato effettuato nella seguente maniera: decollo alle 12:40 dell'X-43 montato in testa ad un Booster Pegasus ed entrambi trasportati dall'aereo B-52. Il Booster è stato sganciato dal B-52 circa alle 14:00 e ha spinto l'X-43 fino a 30000 metri di quota sull'oceano pacifico, raggiungendo Mach 7, dove l'X-43 si è staccato da esso ed ha continuato il suo volo per diversi minuti. Durante il

suo *Free Flight* il motore Scramjet è stato in funzione per circa 10 secondi.

Come gli USA, anche il Giappone ha un proprio programma nell'ambito RLV, che prevede lo sviluppo di un veicolo alato, HOPE-X, riutilizzabile e controllato a distanza.

In preparazione per HOPE-X il Giappone ha già lanciato diversi veicoli sperimentali

➤ OREX (Orbital Re-entry EXperiment)

Una capsula di rientro lanciata nel 1994 per acquisire informazioni per la costruzione e il progetto strutturale di veicoli di rientro atmosferico

➤ HYFLEX (HYpersonic FLight EXperiment)

Lanciato nel 1995 per lo studio del regime di volo ipersonico

➤ ALFLEX (Automatic Landing FLight EXperiment)

Una campagna di test condotti nel 1996 per lo studio dei sistemi di atterraggio automatici e degli algoritmi di Guida-Navigazione e Controllo



In Europa sono in corso diversi programmi sia a livello nazionale (ASTRA/USV) che a livello ESA (X-38/CRV), al fine di sviluppare le tecnologie richieste per futuri veicoli spaziali riutilizzabili.

L'X-38, di ideazione americana, si basa sulla configurazione di un progetto di metà anni settanta chiamato X-24, e nasce come veicolo di sviluppo tecnologico. Esso, essendo progettato come l'ISS-CRV (International Space Station – Crew Return Vehicle), sarebbe il primo mezzo spaziale *manned* riutilizzabile ad essere costruito negli ultimi due decenni.

Al di là della sua partecipazione alla definizione della forma del veicolo e alla definizione del database aerotermodinamico il contributo ESA si concentra essenzialmente sul re-entry test vehicle X-38 V201 previsto per i prossimi anni. Questo veicolo realizzerà una end-to-end demonstration



della missione CRV, che prevede la fase di ascesa nel Cargo-Bay dello Shuttle, la fase orbitante e quella di rientro e atterraggio mediante *parafoil*.

Il test in volo dell'X-38 V201 fornirà verifiche sui sistemi di protezione termica e dati molto utili per lo sviluppo dei futuri RLV.

L'ISS-CRV è concepito come un sistema di trasporto riutilizzabile a corpo portante, al cui progetto l'ESA contribuirà nei campi



dell'aerotermodinamica del rientro, TPS e *manned-technologies* (machine interfaces, seat crews).

In questo scenario internazionale si inserisce il progetto italiano USV (Unmanned Space Vehicle), intrapreso dal Centro Italiano Ricerca Aerospaziale (CIRA).

Si tratta di un programma di sviluppo tecnologico che comprende attività teoriche, numeriche e sperimentali sia a terra che in volo, definito sulla base della convinzione che in futuro l'accesso allo spazio sarà garantito da veicoli simili a quelli dell'aviazione civile (SSTO-HTHL).

Le aree tecnologiche del programma USV sono:



- Il rientro atmosferico
- La riutilizzabilità
- Il volo ipersonico

La sperimentazione a terra sarà condotta grazie a facility di rilevanza mondiale, realizzate negli scorsi anni nell'ambito del Programma di Ricerca Aerospaziale italiano (PRO.R.A.), come la galleria del vento al plasma SCIROCCO (detta anche Plasma Wind Tunnel, PWT) di cui si

avrà modo di parlare in seguito, nella presente tesi di laurea, in maniera più approfondita.

Inoltre al fine di contribuire alla qualifica e alla verifica degli sviluppi raggiunti, il programma USV prevede la realizzazione di tre piattaforme volanti che potranno essere utilizzate come veri e propri laboratori (Flying Test Bed: FTB) che consentiranno di completare ed integrare i dati ottenuti dalle attività numeriche.

I criteri di definizione della configurazione delle piattaforme FTB rispecchiano l'obiettivo di riprodurre sull'USV le stesse condizioni aerotermodinamiche tipiche delle future generazioni di RLV.

La configurazione (Fig. 5) di base identificata per le piattaforme FTB-1 e

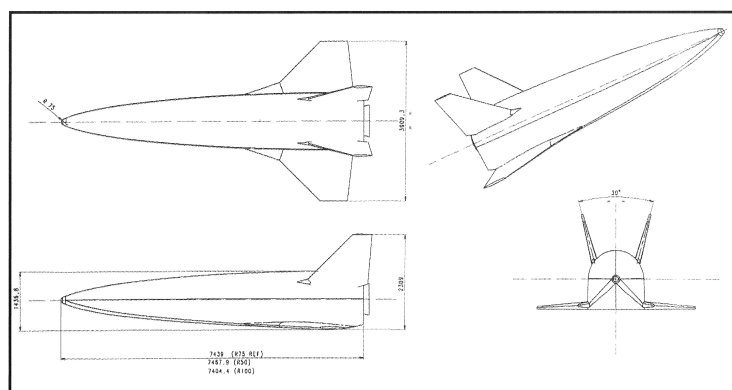


Fig.5 Configurazione USV

FTB-2 è quella di un velivolo alato del peso a vuoto di 1300 kg, le cui principali caratteristiche geometriche sono sintetizzate di seguito:

- Raggio di curvatura del Nose=10 mm
- Massimo spessore del profilo alare < 8%
- Lunghezza: 7.5 metri
- Apertura alare: 3.5 metri

La geometria della piattaforma FTB-3 verrà invece definita successivamente, in base ai risultati degli esperimenti conseguiti con le prime due configurazioni e ai requisiti della missione che dovrà svolgere. Poiché saranno utilizzati come piattaforme sperimentali volanti (flying test facilities), questi veicoli saranno realizzati con un elevato livello di modularità:

- Il nose e i bordi delle ali saranno rimovibili, in modo da poter provare differenti condizioni di carico termico;
- Sarà possibile installare almeno due classi di motori.

Il programma USV, quindi, prevede quattro missioni (esperimenti in volo) realizzate con tre diversi *Flying Test Bed*.

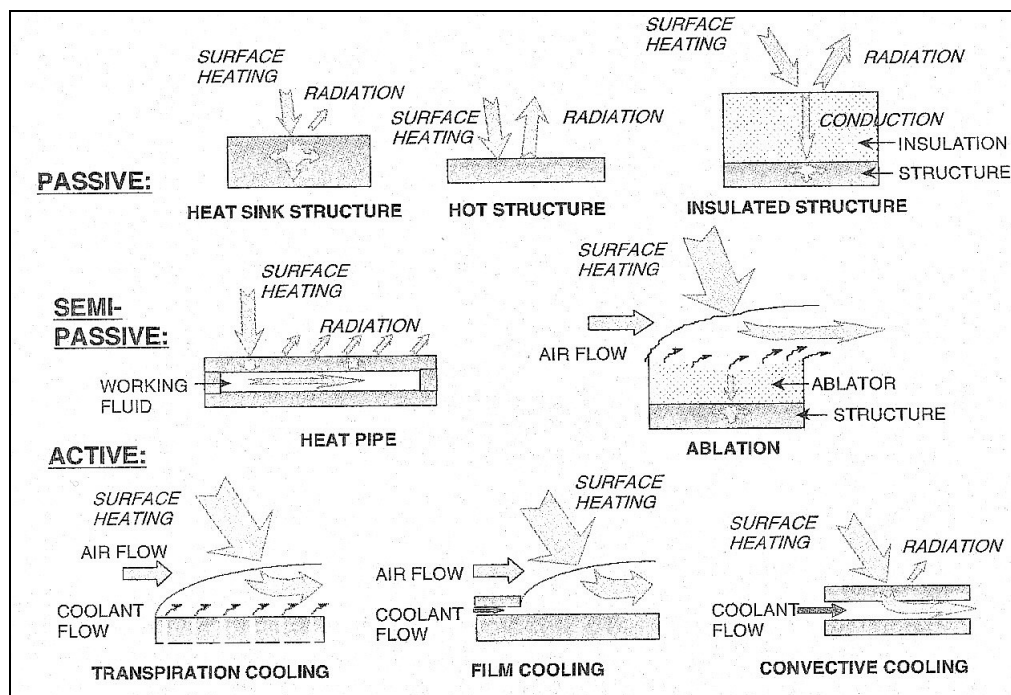
I primi tre lanci saranno effettuati dalla stazione ASI di Trapani-Milo in Sicilia o da altri siti da definirsi (come la base di Palesatine in California o il Tanegashima Space Center in Giappone), tramite un pallone stratosferico che sgancerà il velivolo ad una quota di 35 km; l'utilizzo dei palloni consentirà di lanciare i Flying Test Bed anche da siti non dotati di vere e proprie basi di lancio e, inoltre, di risparmiare notevoli quantità di combustibile.

Il quarto lancio, che verrà effettuato dallo spazioporto ESA di Kourou, nella Guyana Francese, prevede invece l'utilizzo del razzo di medie dimensioni VEGA (anch'esso, come detto, in via di sviluppo), che porterà il velivolo ad una quota di 200 km.

Alla fine di ciascuna missione i velivoli rientreranno a terra grazie ad un paracadute che ne consentirà l'ammarraggio.

I.3 Cenni sui sistemi di protezione termica

La funzione primaria del sistema di protezione termica (TPS) è la protezione della struttura del veicolo dalle avverse condizioni termiche cui è sottoposto durante la sua missione. In particolare per missioni che prevedono rientri atmosferici il TPS deve essere in grado di evitare che il calore penetri a fondo all'interno del veicolo, e di proteggere così la struttura dagli elevati flussi termici dovuti al riscaldamento aerodinamico, affinché non avvengano degradazioni delle proprietà dei materiali strutturali con eventuali cedimenti o deformazioni. Le modalità di funzionamento di tali protezioni dipendono dall'entità del carico termico. Si possono distinguere tre tipi di strategie riassunte sinteticamente nella seguente figura



Sistemi passivi

Per sistemi passivi si intende quei sistemi di scambio termico che non ammettono né spesa di potenza né parti in movimento. L'unico meccanismo di scambio termico possibile, quindi, è l'irraggiamento, e gli unici parametri su cui si può giocare sono le proprietà ottiche superficiali. Nel caso in cui lo scambio termico non avvenga con l'esterno ma tra

diverse parti interne del veicolo, allora oltre che per irraggiamento il calore può essere scambiato anche per conduzione.

I più semplici sistemi di protezione termica passivi sono i cosiddetti “Pozzi di calore” (Heat-Sink) che assorbono il calore incidente e lo conservano nella loro struttura.

Sistemi di questo tipo non sono applicabili agli RLV, poiché richiederebbero masse troppo elevate per assorbire le elevate energie che si sviluppano durante il rientro. Inoltre operano bene al di sotto della temperatura di equilibrio radiativi e pertanto non sono in grado di realizzare un efficiente raffreddamento radiativi.

Un'altra classe di sistemi passivi è quella costituita dalle “Strutture isolate” (Insulated-structure): alla struttura del veicolo vengono sovrapposti dei materiali in grado di raggiungere rapidamente le condizioni di equilibrio radiativi, e quindi di riemettere radiativamente gran parte del calore incidente. Fino ad oggi è stata questa una delle strategie più utilizzate per la protezione dei veicoli spaziali.

Un altro sistema passivo è basato sulle *Hot Structure*, cioè sulla possibilità di utilizzare materiali strutturali in grado di resistere alle alte temperature. Nessuno dei materiali strutturali utilizzati finora nel settore aerospaziale è in grado di resistere alle elevatissime temperature che si sviluppano durante il rientro di corpi appuntiti. Oggi la disponibilità di materiali ceramici ad elevatissima resistenza termica (UHTC, Ultra High Temperature Ceramics) ha cambiato questo scenario rendendo possibili le nuove configurazioni alla base degli RLV.

Sistemi semi-passivi

I sistemi semi-passivi prevedono la possibilità di avere parti in movimento (solidi o fluidi), ma non hanno nessun organo che li alimenti e che spenda potenza a tal fine.

Tra questi tipi di sistemi i più noti sono le *Heat-pipe* che, secondo alcuni studi, sarebbero in grado di gestire flussi termici fino ai 500 KW/m², certamente inferiori a quelli tipici del rientro per corpi *slender*.

Come si può notare dalla figura precedente, la Heat-pipe è cava, e contiene un liquido al suo interno. Se c'è un gradiente di temperatura tra le sue due estremità, il liquido nelle vicinanze della zona più calda evaporerà, assorbendo calore, e condenserà sulla parete più fredda, rilasciando calore.

Aggiungendo questa modalità di trasmissione del calore alla conduzione nel solido, la Heat-pipe può arrivare a “conducibilità effettive”, ovvero comprensive dei due fenomeni, molto elevate.

Un altro sistema semi-passivo di rilevante importanza è l'utilizzo di materiali ablativi, cioè materiali che soggetti ad elevati flussi termici assorbono tale energia nel passaggio di fase solido-vapore (ablazione). Tali materiali sono stati utilizzati da sempre come TPS delle capsule rientranti. Il fatto che degradino durante il rientro li rende utili per una singola missione, e dunque non possono sposare la filosofia su cui si basano gli RLV, ovvero la riutilizzabilità.

Sistemi attivi

I sistemi attivi sono sistemi che prevedono sia parti in movimento che spesa di potenza per alimentarle. Generalmente si utilizzano liquidi refrigeranti al fine di rimuovere continuamente calore dalle strutture,

impiegando in particolare sistemi di raffreddamento a traspirazione o a film liquidi, oppure si raffredda convettivamente. I primi rilasciano il fluido nell'atmosfera, i secondi invece lo portano con se e dunque non sono utilizzabili per elevati carichi termici. Questi ultimi sono particolarmente indicati per il raffreddamento degli ugelli e, in tal caso, può essere utilizzato proprio il propellente come refrigerante.

Il sistema di protezione termica dello Space Shuttle

Mentre per le capsule Mercuri, Gemini e Apollo la protezione termica avveniva tramite pesanti scudi resinosi che cablavano parzialmente, per lo Space Shuttle il TPS è abbastanza diverso. Esso ha il compito di preservare, in maniera da garantire una certa riutilizzabilità, l'integrità della struttura dell'Orbiter, la cui temperatura superficiale può variare, durante la missione, tra -110°C e 1500°C . La protezione è, in questo caso, fornita da diversi tipi di materiale, ciascuno dei quali è scelto in dipendenza della massima temperatura locale raggiunta durante la missione.

Per le superfici la cui temperatura non super i 400°C è utilizzata una coperta termica costituita da fibre di nylon ricoperte di gomma siliconica (felt nylon blanket), tipicamente indicata con la sigla FRSI (Felt Reusable Surface Insulation).

Il *nose* e i bordi d'attacco delle ali, che sperimentano le temperature più elevate (superiori ai 1260°C), sono realizzati in RCC (Reinforced Carbon Carbon): un composito costituito da una matrice di carbonio rinforzate da fibre di grafite, ricoperto da un sottile strato di carburo di silicio (SiC) per proteggerlo dall'ossidazione.

La maggior parte del TPS è costituito da piastrelle di materiale ceramico. Per la superfici la cui temperatura varia tra 400°C e 650°C è utilizzato il sistema di protezione LRSI (Low-temperature Reusable Surface Insulation), le cui piastrelle sono composte di fibre di vetro di silice con un diametro compreso tra 1 e 4 μm e della lunghezza di circa 3000 μm .

Queste combinano un elevato grado di porosità (circa il 93% del volume), e quindi una grande leggerezza, con una conducibilità termica molto bassa molto bassa, tipica dei materiali ceramici e vetrosi. Inoltre le piastrelle LRSI, essendo ricoperte di una strato di vetro al borosilicato dello spessore di 300 μm , presentano un elevato coefficiente di riflessione nelle lunghezze d'onda del visibile che consente di riflettere efficientemente i raggi solari quando lo Shuttle è in orbita, mantenendo così delle temperature accettabili per l'equipaggio e il payload.

La maggior parte del *windside*, ovvero la parte dell'Orbiter esposta alla corrente, dove si verificano le temperature più elevate (tra i 650°C e i 1260°C), è rivestita dalle piastrelle HRSI (High-temperature Reusable Surface Insulation tiles). Anche queste sono composte di fibre di vetro di silice, ma sono rivestite, oltre che da vetro al borosilicato, anche da uno strato di tetraboruro di silicio (SiB_4) che suggerisce loro il caratteristico colore nero. La loro elevata emissività (circa 90%) consente un discreto raffreddamento radiativi durante la fase di rientro.

Ognuna di queste mattonelle ha le dimensioni di circa 200mm x 200mm x 50mm e il costo di 15000 dollari. Lo Space Shuttle Orbiter ne ha più di 30000, ciascuna delle quali deve essere posizionata manualmente e controllata ad ogni rientro, con spese enormi per la manutenzione.

I materiali Ultra High Temperature Ceramics (UHTC)

L'importanza di avere materiali in grado di resistere ad elevate temperature (2500 K) è evidente soprattutto nel caso in cui si vogliano

realizzare veicoli ipersonici con geometrie *sharp*, dove, in particolare sul *nose* e sui bordi d'attacco delle ali, le condizioni di riscaldamento aerodinamico sono piuttosto critiche. I materiali che oggi risultano più interessanti da questo punto di vista sono gli UHTC (Ultra High Temperature Ceramics).

La necessità di ridurre i costi ha spinto alla progettazione di veicoli spaziali riutilizzabili (RLV), in grado di effettuare un elevato numero di missioni senza eseguire dopo ogni rientro atmosferico le estenuanti nonché costosissime operazioni di manutenzione di cui oggi necessita lo Shuttle.

Questo ha spinto la ricerca verso lo studio e la sperimentazione di materiali avanzati che, oltre ad avere elevate temperature di fusione, presentino delle buone caratteristiche strutturali a temperature anche superiori a 2000 K, superando di molto quelle sostenibili dai materiali convenzionali.

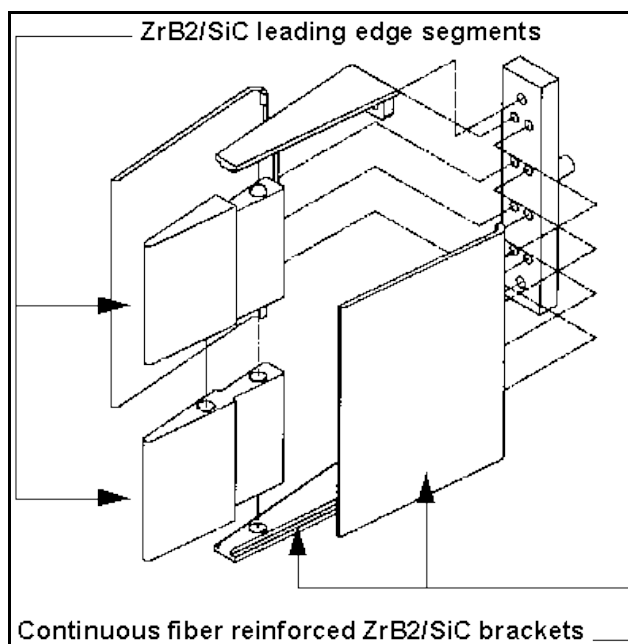
Buone caratteristiche, in tal senso, hanno mostrato alcuni diboruri metallici, come il diboruro di zirconio (ZrB_2), il diboruro di titanio (TiB_2) ed il diboruro di Afnio (HfB_2) come si può osservare dalla tabella 2.1, in cui è stato inserito come termine di paragone un altro materiale di tipico impiego aerospaziale, la superlega metallica Inconel-617.

Le proprietà dei materiali UHTC possono essere ulteriormente migliorate con l'aggiunta di fasi metalliche o ceramiche, in particolare per migliorarne la resistenza ad atmosfere ossidanti.

Materiali	$\rho \left[\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \right]$	$C_p \left[\frac{\text{J}}{\text{Kg} \cdot \text{K}} \right]$	$K \left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$	Temperatura di fusione [K]	σ [MPa]* [25°C-1000°C]
ZrB₂	6000	628	66	3313	351-317
TiB₂	4363	1228	78	3193	473@25°C
Inconel-617	8360	419	14	1623	700-100

* σ è il carico di rottura a trazione

La NASA ha già cominciato test, in galleria al plasma di tipo arcjet, sul ZrB_2/SiC , che ha mostrato stabilità nell'intervallo di temperatura $1700^{\circ}C$ $2800^{\circ}C$, resistendo bene agli shock termici e mostrando una buona resistenza alla fatica termica, tutte doti che lo rendono



particolarmente adatto alla realizzazione dei bordi d'attacco aguzzi. Nella figura qui a destra è riportato lo schema realizzativi di un provino utilizzato per test in galleria.

La NASA ha eseguito anche test in volo con un veicolo di rientro equipaggiato con un *nose* aguzzo ($R_n=3.58mm$, si veda la Fig. 2.3), realizzato in ZrB_2/SiC , lanciato con l'impiego di un missile balistico. La fase di rientro è durata 30 minuti durante i quali un insieme di 5 sensori applicati al *nose-tip* hanno consentito il monitoraggio, sino al momento dello *splashdown*, del comportamento del materiale protettivo.



Fig. 2.4



Fig. 2.3

Test analoghi sono stati ripetuti con *nose* aventi raggi di curvatura differenti (si veda Fig. 2.4), fino ad un $R_n=0.99\text{mm}$. Secondo rapporti ufficiali i test hanno dato esito positivo.

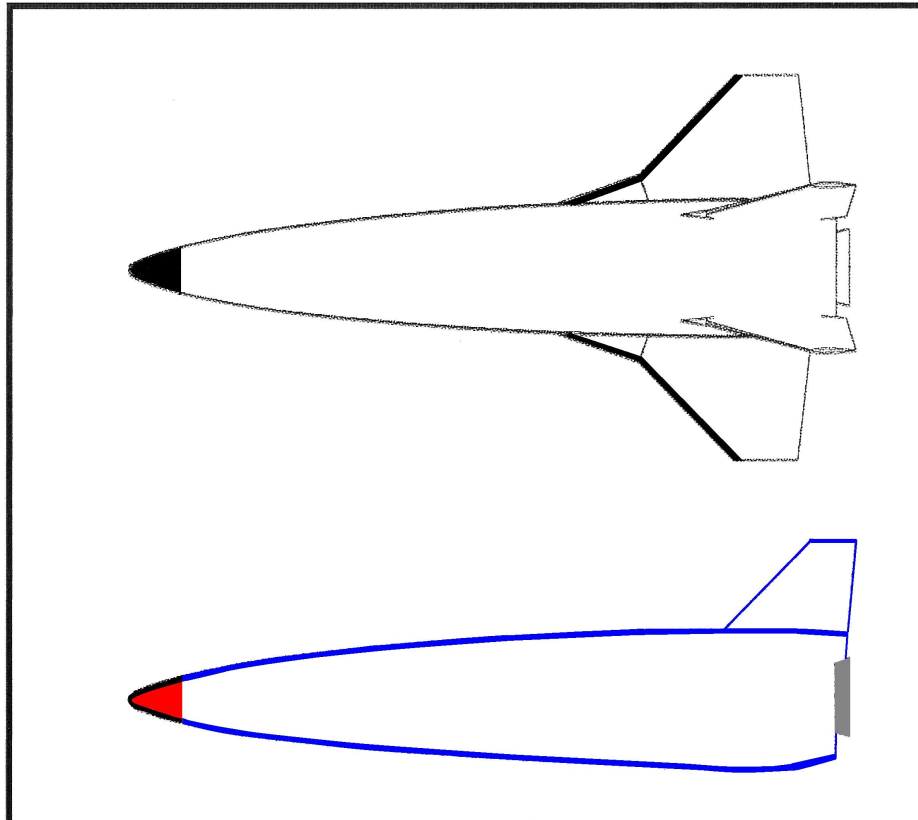
Anche in Italia la sperimentazione sugli UHTC è condotta da diversi centri di ricerca ed università.

Dunque le recenti ricerche e lo sviluppo dei materiali UHTC hanno cambiato lo scenario ed hanno aperto nuovi orizzonti nella progettazione dei veicoli ipersonici. Infatti la loro capacità di resistere a temperature dell'ordine di quelle raggiungibili durante la fase di rientro in condizioni di equilibrio radiativi (fino a 3000K), l'elevata resistenza alla fatica termica, li rendono i migliori candidati a comporre il sistema di protezione termica dei veicoli ipersonici di nuova generazione.

Il sistema di protezione termica dell'USV

Una possibile configurazione del sistema di protezione termica per l'USV scaturisce da studi effettuati presso il CIRA (Centro Italiano Ricerche Aerospaziali) e presso il DISIS (Dipartimento di Scienza e Ingegneria dello Spazio), che suggeriscono l'utilizzo degli UHTC sul *nose* e sui bordi d'attacco delle ali, dove si realizzano le temperature più elevate, e materiali aerospaziali convenzionali per il resto della struttura, dove le temperature sono più moderate.

Come si può notare, facendo riferimento alla figura seguente, i primi 40 cm del *nose* verrebbero realizzati in RCC ricoperto da uno strato di UHTC dello spessore di 2mm, che costituirebbe anche il bordo d'attacco



della ali, mentre per il resto del velivolo si utilizzerebbe l'Inconel-617, eventualmente ricoperto da superfici isolanti.

I.4 Effetti del non equilibrio chimico e della cataliticità superficiale

A causa dei fenomeni aerotermochimici che avvengono alle elevate temperature tipiche del rientro atmosferico un' elevata quantità di energia viene immagazzinata sotto forma chimica e/o nei gradi di libertà interni delle molecole delle specie chimiche componenti l'atmosfera. Per tale motivo, la temperatura a valle dell'onda d'urto che si stabilisce dinanzi al

veicolo è certamente minore rispetto a quella che si otterrebbe assumendo per l'aria il modello di gas perfetto, in cui non vengono tenuti in conto fenomeni di tipo termochimico.

Oltre alle reazioni chimiche che avvengono tra le molecole del fluido, anche l'interazione con il materiale di cui è costituita la superficie del corpo è fondamentale ai fini della valutazione del flusso convettivo e della temperatura superficiale del veicolo.

In prossimità della superficie del corpo che attraversa l'atmosfera possono verificarsi le seguenti condizioni:

1. Il fluido evolve in condizioni di equilibrio termochimico: ciò comporta che l'aliquota di energia presente sottoforma di energia chimica, a causa dei fenomeni di dissociazione delle specie molecolari, viene completamente rilasciata sul corpo quando tali specie si ricombinano, e dunque la temperatura in vicinanza del corpo è relativamente elevata;
2. La miscela mantiene tale aliquota d'energia sottoforma chimica e/o nei loro gradi di libertà interni: si parla in tal caso di condizioni di flusso congelato (*frozen*). A questa condizione corrispondono valori inferiori del flusso termico sul veicolo e quindi della temperatura del fluido;
3. Il fluido evolve in condizioni di non-equilibrio chimico, dunque l'energia delle specie chimiche può essere parzialmente rilasciata all'atto della ricombinazione sul corpo. In tal caso, ovviamente, la temperatura del fluido sarà intermedia rispetto ai casi 1. e 2.;

Il flusso convettivo può essere scritto come:

$$q_w = -k \frac{\partial T}{\partial n} - \rho \sum_i D_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial n}$$

Dove:

D_i = coefficiente di diffusione della specie i

h_i = entalpia della specie i*

c_i = concentrazione della specie i

Al secondo membro sono presenti sia il contributo conduttivo (alla Fourier), sia quello associato all'energia trasportata dalle specie chimiche nella miscela che lambisce il corpo.

In quest'ultimo gioca un ruolo determinante la cataliticità della parete, ovvero la capacità della parete stessa di catalizzare le reazioni chimiche di ricombinazione delle specie dissociate. Parleremo allora di:

1. *Parete completamente catalitica*, nel caso di una parete sulla quale le specie dissociate tendono a ricombinarsi completamente. In tal caso la frazione di massa dell'i-esima specie è al suo valore di equilibrio nelle condizioni di temperatura e pressione locali della parete :

* $h_i = \int_0^T c_{pi} dT + (\Delta h_f)_i^\circ$, dove $(\Delta h_f)_i^\circ$ è l'entalpia di formazione della specie i-esima.

$$c_i = (c_i)_{\text{equil}}$$

2. *Parete parzialmente catalitica*, nel caso di una parete sulla quale si ha solo una parziale ricombinazione delle specie dissociate; in tal caso il flusso di massa della specie è proporzionale alla differenza fra la sua concentrazione e quella di equilibrio:

$$\rho D \left(\frac{\partial c_i}{\partial n} \right)_w = \rho K_w (c_i - c_{eq})$$

3. *Parete non catalitica*, nel caso di una parete sulla quale non avviene alcun tipo di reazione di ricombinazione; ovvero il flusso della specie è nullo sulla parete:

$$\left(\frac{\partial c_i}{\partial n} \right)_w = 0$$

Per realizzare valori piuttosto contenuti del flusso termico convettivo sul corpo, dunque, è preferibile che i materiali di cui è costituito il TPS siano caratterizzati da valori di catalicità relativamente bassi rispetto alle specie presenti nell'atmosfera, in particolare, rispetto all'ossigeno ed all'azoto.

Un indicatore della catalicità superficiale è il parametro di ricombinazione superficiale, K_w , che può essere interpretato come la velocità alla quale avvengono le reazioni di ricombinazione sulla superficie del corpo. Per un materiale completamente catalitico $K_w \rightarrow \infty$,

per uno non catalitico $K_w = 0$, mentre K_w assume valori finiti e non nulli per materiali parzialmente catalitici.

Un altro indicatore del livello di cataliticità è il numero di Damkholer superficiale, Da_s , definito come il rapporto tra il tempo macroscopico caratteristico del fenomeno, ad esempio il tempo di diffusione, ed il tempo caratteristico della cinetica chimica, quale ad esempio il tempo caratteristico della reazione chimica di ricombinazione superficiale:

$$Da_s = \frac{t_D}{t_c} = \frac{K_w L_r}{D_r}$$

dove L_r è una lunghezza caratteristica del campo e D_r la diffusività di riferimento.

Se $Da_s \gg 1$ allora il tempo di ricombinazione delle specie chimiche è molto minore di quello caratteristico della diffusione, per cui le specie risultano completamente ricombinate alla parete (parete completamente catalitica). Viceversa la condizione $Da_s \ll 1$ equivale al caso di parete non catalitica.

Da quanto detto, si evince che la valutazione dei flussi termici non può non tener conto dello stato termochimico del flusso, e utilizzando pareti non catalitiche è possibile ottenere delle riduzioni del flusso termico anche superiori al 50%. Il discorso è tanto più importante se si tiene conto del fatto che gli studi sugli RLV tendono verso configurazioni portanti, con tempi di rientro più lunghi. Questo richiede una necessaria riduzione dei flussi termici lungo la traiettoria per evitare un elevato valore del carico termico integrato,

$$Q = \int_{t_0}^{t_f} \dot{q} dt$$

che già risente dell'allungamento dei tempi di rientro.

CAPITOLO 2

II.1 Problematiche relative alla simulazione del rientro in galleria

La simulazione ipersonica in gallerie del vento presenta difficoltà che non si incontrano negli altri regimi di moto. Ciò è dovuto all'impossibilità di riprodurre contemporaneamente il contenuto entalpico, la velocità, l'esatta composizione del gas e le dimensioni del modello e quindi, in definitiva, tutti i numeri caratteristici caratterizzanti i vari regimi di moto ipersonico.

La caratteristica principale delle gallerie aerodinamiche di tipo "blow down" è che il raggiungimento di numeri di Mach elevati è accompagnato dalla necessità di preriscaldare l'aria (circa 1000 K per numero di Mach di circa 10), prima dell'espansione attraverso un ugello.

In questo tipo di galleria il flusso è caratterizzato da un'elevata pressione di ristagno, necessaria al raggiungimento dei numeri di Mach desiderati. Il tempo di prova è piuttosto limitato, tipicamente di qualche decina di secondi, perché legato al tempo di svuotamento del serbatoio. Queste gallerie hanno un funzionamento intermittente poiché è necessario attendere un intervallo di tempo per la ricompressione del fluido, durante il quale la galleria è inattiva.

Le gallerie aerotermodinamiche più diffuse sono ad arco elettrico e sono generalmente di tipo continuo. Il gas di prova, riscaldato per mezzo di un arco elettrico, è portato ad una elevatissima temperatura.

Queste gallerie sono utilizzate fondamentalmente per la riproduzione dei flussi termici e sono finalizzate a prove su materiali ablativi e sistemi di protezione termica (TPS: Thermal Protection System) e per lo studio di problemi aerotermochimici. In questo tipo di galleria è difficile determinare accuratamente i parametri termofluidodinamici della corrente (numeri di Mach, di Reynolds, di Knudsen etc.). In effetti, le grandezze

che possono essere misurate con buona precisione, quali la potenza elettrica somministrata, la portata del gas, la portata d'acqua di raffreddamento etc., non sono direttamente collegabili ai parametri di interesse fluidodinamica. La difficoltà è anche dovuta al fatto che la composizione del gas dopo il passaggio attraverso l'arco elettrico e l'ugello, è incognita. L'elevata temperatura che si raggiunge nella zona dell'arco, infatti, è tale da alterare le strutture atomiche e molecolari. Il gas è, quindi, costituito da una miscela di molecole, atomi, ioni ed elettroni (plasma). E' quindi necessario disporre di opportuni modelli numerici per la descrizione dell'evoluzione aerotermochimica del gas e la caratterizzazione della corrente nella camera di prova.

In questo capitolo sarà data una descrizione dell'impianto SCIROCCO del CIRA (Centro Italiano Ricerche Aerospaziali), in quanto il lavoro di dottorato verte su problematiche relative proprio a questo impianto.

II.2 La galleria SCIROCCO del CIRA

II.2.1 Introduzione

Come è stato già evidenziato in precedenza, affinché una missione spaziale che preveda il rientro in atmosfera abbia buon fine, assume un ruolo determinante il sistema di protezione termica.

L'agenzia spaziale europea (ESA) quindi, intorno alla metà degli anni '80 constatò l'esigenza di avere un impianto adeguato per condurre delle prove sperimentali a terra. La necessità fu quella di realizzare una galleria del vento ad elevata entalpia di grandi dimensioni capace di garantire la possibilità di svolgere delle prove su componenti di velivoli spaziali in scala reale, in quanto in regime ipersonico ai fini dei flussi termici le dimensioni del corpo investito dalla corrente non sono influenti.

Considerando il forte interesse che espresse l'Italia per la partecipazione a tale progetto, l'analisi concettuale, lo studio di fattibilità e le attività di progettazione preliminare vennero assegnate al CIRA e furono condotte tra il 1988 e il 1989. Fu proprio in questo periodo che si capì la necessità di avere temperature di ristagno dell'ordine dei 10000 K e furono quindi, in base a questo dato, definite le specifiche dell'arco elettrico.

Furono proprio questi elevati valori della temperatura del flusso d'aria in galleria che indussero ad adottare il nome di SCIROCCO, dal nome del vento caldo che nasce dalle zone desertiche del Sahara ed investe il Mediterraneo da Sud-Est.

La progettazione completa dell'impianto fu poi condotta a valle di un accordo economico stipulato tra l'ESA ed il Ministero Italiano per l'Università e la Ricerca Scientifica e Tecnologica (MURST). Dopo un periodo di tempo, durante il quale vennero ridotti i costi in base ad una

ottimizzazione ingegneristica del progetto, la fase di realizzazione dell'impianto ebbe inizio nel dicembre 1994 e si è conclusa nel 2001.

Come è possibile notare dalla figura 2.1 l'impianto è unico al mondo, tra le gallerie del vento ad arco elettrico, per potenza impiegata (circa 70 Mw).

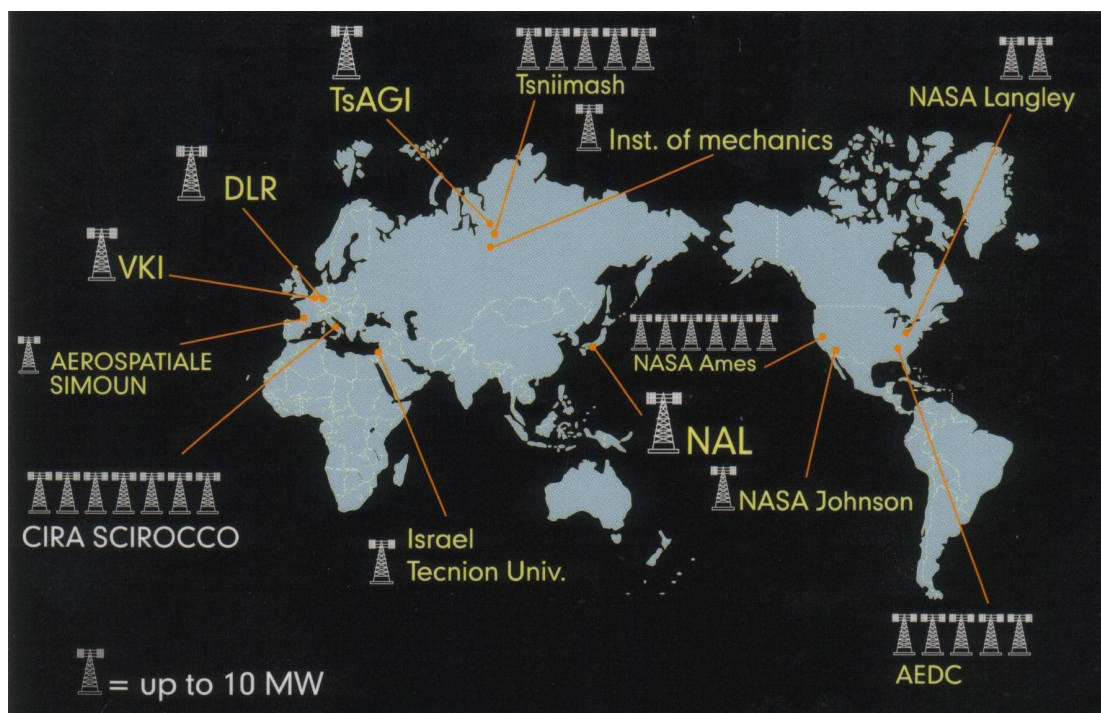


Figura 2.1

Di notevole rilievo sono poi anche la sezione di uscita dell'ugello, circa 1950 mm quella massima, e la possibilità di condurre test di una durata superiore a 30 minuti.

L'impianto, impartendo energia termica al gas, è capace di generare una elevata portata massica ad elevatissime temperature e, pertanto, è abbondantemente utilizzabile per simulazioni di regimi ipersonici. Le particolari caratteristiche di tale regime di moto, ampiamente descritte in precedenza, rendono molto stringenti le specifiche dei test da effettuare.

Le applicazioni dell'impianto sono molteplici e tra queste si possono elencare quelle più rilevanti:

- Fenomenologie aerotermodinamiche connesse al rientro di capsule o velicoli spaziali: Tale analisi è di importanza fondamentale e rappresenta l'obiettivo primario dell'impianto; infatti la galleria rende possibile simulare la traiettoria di rientro di numerosi velivoli spaziali quali, ad esempio, lo Space Shuttle.
- Aerotermodinamica dei lanciatori durante la fase ascendente: Problemi analoghi riguardanti il riscaldamento aerodinamico sono riscontrabili anche durante la fase di lancio di velivoli spaziali e sono connessi ai valori elevati di accelerazione in gioco; la differenza sostanziale rispetto al caso del rientro è la maggiore densità del mezzo dal momento che la problematica in questione si verifica in un'atmosfera relativamente bassa e quindi più densa.
- Studio di ugelli di scarico per lanciatori e missili.
- Studio dell'aerotermodinamica dei flussi interni: Tale analisi riguarda lo sviluppo dei sistemi di propulsione aerospaziale (ramjet, scramjet).
- Interazione del plasma con campi elettromagnetici: L'utilizzo dell'impianto in questo caso si pone l'obiettivo di studiare la fase del black-out delle comunicazioni radio tra la terra e il veicolo rientrante che si verifica durante il rientro.
- Studio di processi industriali in cui varia la composizione chimica del gas utilizzato.

Descrizione del processo

Un tipico test alla galleria SCIROCCO può essere schematizzato con l'ausilio della figura 2.2. Essa costituisce un utile strumento per seguire il processo nelle varie fasi.

Una portata variabile tra 0.1 e 3.5 kg/s di aria ad una pressione di 87 bar, proveniente dall'impianto di aria compressa, viene introdotta all'interno

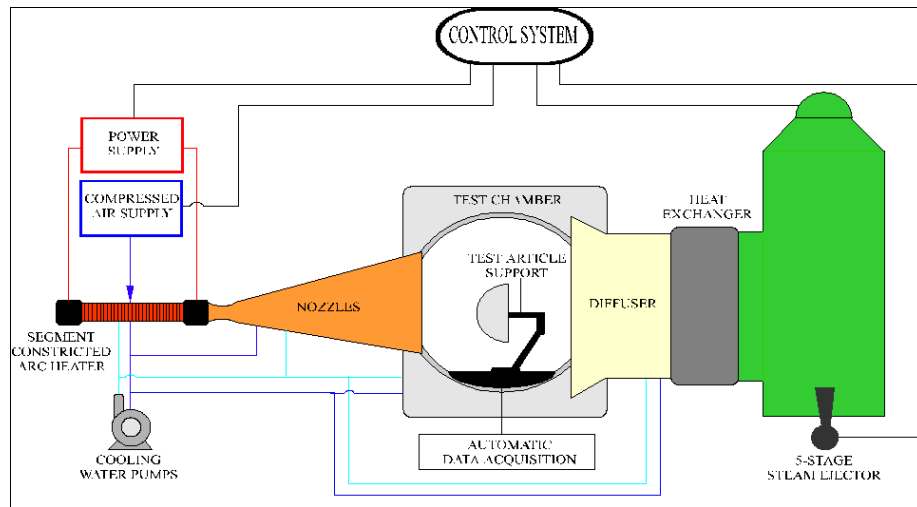


Figura 2.2

dell'arco elettrico insieme ad una portata di argon di minore entità, necessaria per facilitare l'accensione dell'arco elettrico e per ridurre il fenomeno di ossidazione degli elettrodi.

L'arco elettrico, una volta stabilizzatosi, converte l'energia elettrica in energia termica facendo crescere la temperatura dell'aria.

L'energia elettrica viene fornita agli elettrodi da un sistema di potenza elettrica (Power Supply System) nel quale la corrente alternata proveniente dalla linea di alimentazione esterna, viene convertita in corrente continua. L'aria all'interno dell'arco elettrico raggiunge un valore di pressione variabile tra 1 e 17 bar e viene portata a temperature comprese tra 2000 e 10000 K. Essa poi subisce un processo di espansione in un ugello conico ed arriva in camera di prova (Test Chamber) alle condizioni termofluidodinamiche richieste per il test.

Lo scopo della camera di prova è quello di riprodurre il flusso termico incontrato dai velivoli spaziali durante la fase di rientro atmosferico. Tramite un braccio automatico (Model Support System, MSS), fissato alla base della camera di prova, viene immerso il modello nel flusso. Il controllo dei parametri fisici viene realizzato utilizzando strumentazioni

avanzate installate dentro e fuori la camera di prova e montate sul modello, che costituiscono il DAS (Data Acquisition System).

Il flusso di plasma che esce dalla camera di prova entra nel diffusore, il quale riveste la funzione specifica di riduzione della velocità della corrente da valori supersonici a valori subsonici. Esso è costituito da un condotto orizzontale convergente-divergente con un ampio tratto centrale a sezione costante, dotato di un sistema di raffreddamento esterno. All'uscita del diffusore il flusso incontra lo scambiatore di calore, attraverso il quale viene raffreddato in un range di temperatura compatibile con il funzionamento e la resistenza termica dei materiali che costituiscono il sistema di vuoto, che si trova a valle dello scambiatore di calore.

Tutti i componenti collocati tra l'arco elettrico e lo scambiatore di calore identificano la Test Leg della galleria SCIROCCO (detta anche PWT: Plasma Wind Tunnel). Lo scambiatore di calore, come detto, è seguito dal sistema di vuoto che ha la funzione di generare e mantenere le condizioni di vuoto richieste dal test.

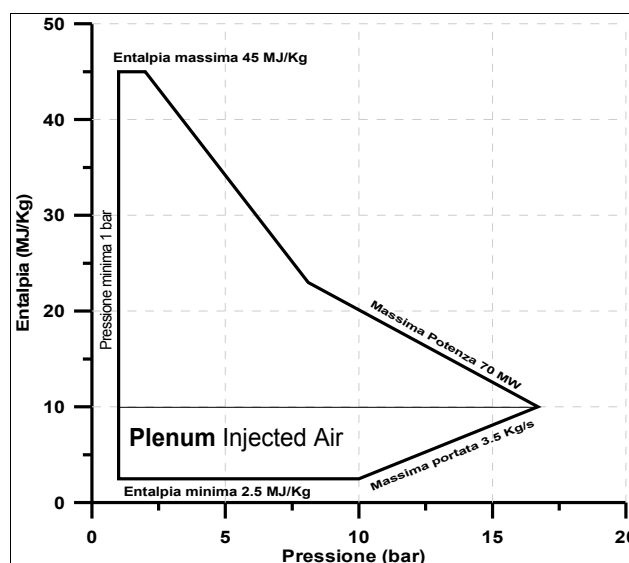
Un impianto, denominato sistema "DeNOx", segue il sistema di vuoto ed ha lo scopo di ridurre la percentuale dell'ossido di azoto prodotto nella Test Leg durante la fase del test.

Per rimuovere energia termica prodotta nei vari componenti della Test Leg è utilizzato un sistema di raffreddamento costituito da circuiti all'interno dei quali circola acqua con determinate caratteristiche qualitative e a varie pressioni. Il circuito di acqua demineralizzata ad alta pressione è usato per raffreddare componenti critiche della Test Leg per le quali sono richiesti elevati coefficienti di scambio termico; notare che l'acqua è demineralizzata per evitare che la deposizione di sale lungo le pareti del circuito di raffreddamento possa ridurre il valore di tali coefficienti e per evitare, inoltre, problemi connessi alla conducibilità

elettrica dell'acqua non demineralizzata. Il circuito di acqua demineralizzata a bassa pressione viene utilizzato per raffreddare alcune componenti della Test Leg. L'acqua di torre, supportata da un'unità esterna viene utilizzata sia per raffreddare alcune componenti dell'impianto, sia per ridurre la temperatura dell'acqua demineralizzata.

Il PWT dispone di un avanzato sistema di controllo ed automazione, capace di riprodurre con un'ottima accuratezza, la traiettoria di rientro di veicoli spaziali nell'atmosfera. Ogni sottosistema dispone di un'unità di controllo centrale dedicata (Local Central Unit, LCU) che svolge il compito di monitoraggio, controllo e sicurezza. Ogni LCU è connessa alle altre e ad un computer centrale (Central Computer System, CCS), il quale ha la funzione di controllo e supervisione dell'intero impianto; il collegamento tra le varie componenti è realizzato attraverso un sistema di trasmissione ad elevata velocità.

Come indicatore delle prestazioni dell'impianto si può fare riferimento alla seguente figura, che riporta pressione totale ed entalpia del flusso d'aria che l'ugello può fornire, detta appunto mappa delle prestazioni o



Mappa delle prestazioni dell'impianto

inviluppo operativo, ottenuta considerando i limiti operativi e tecnologici dell'impianto che possono essere:

- Minima potenza ammissibile da parte del sottosistema di potenza elettrica pari a 1 Mw;
- Minima pressione dell'aria capace di garantire la stabilità dell'arco pari ad 1 bar;
- Massima entalpia totale del gas ammissibile pari a 45 MJ/kg;
- Massimo valore di corrente continua proveniente dal sottosistema di potenza elettrica pari a 9000 A;
- Massimo flusso di calore ammissibile in corrispondenza della gola dell'ugello pari a 5 Kw/cm²;
- Massima potenza ammissibile da parte del sottosistema di potenza elettrica pari a 70 Mw;
- Massima portata massica supportata dal sottosistema di aria pari a 3.5 kg/s;
- Minima entalpia del gas ammissibile pari a 2.5 MJ/kg.

II.2.2 Descrizione dell'impianto

II.2.2.1 Arco elettrico

L'arco elettrico (arc heater) della galleria SCIROCCO è il più grande al mondo tra gli archi a compressione. Esso è collegato tra il sistema di aria compressa e l'ugello ed ha la funzione specifica di riscaldare la corrente d'aria attraverso una conversione di energia elettrica in energia termica, la quale avviene mediante una scintilla che scossa tra un anodo e un catodo a differente potenziale.

L'arco, visualizzato nella figura 2.3, è formato da una colonna lunga 5500 mm, con diametro interno pari a 110 mm ed alle cui estremità sono disposti l'anodo e il catodo, ognuno dei quali risulta

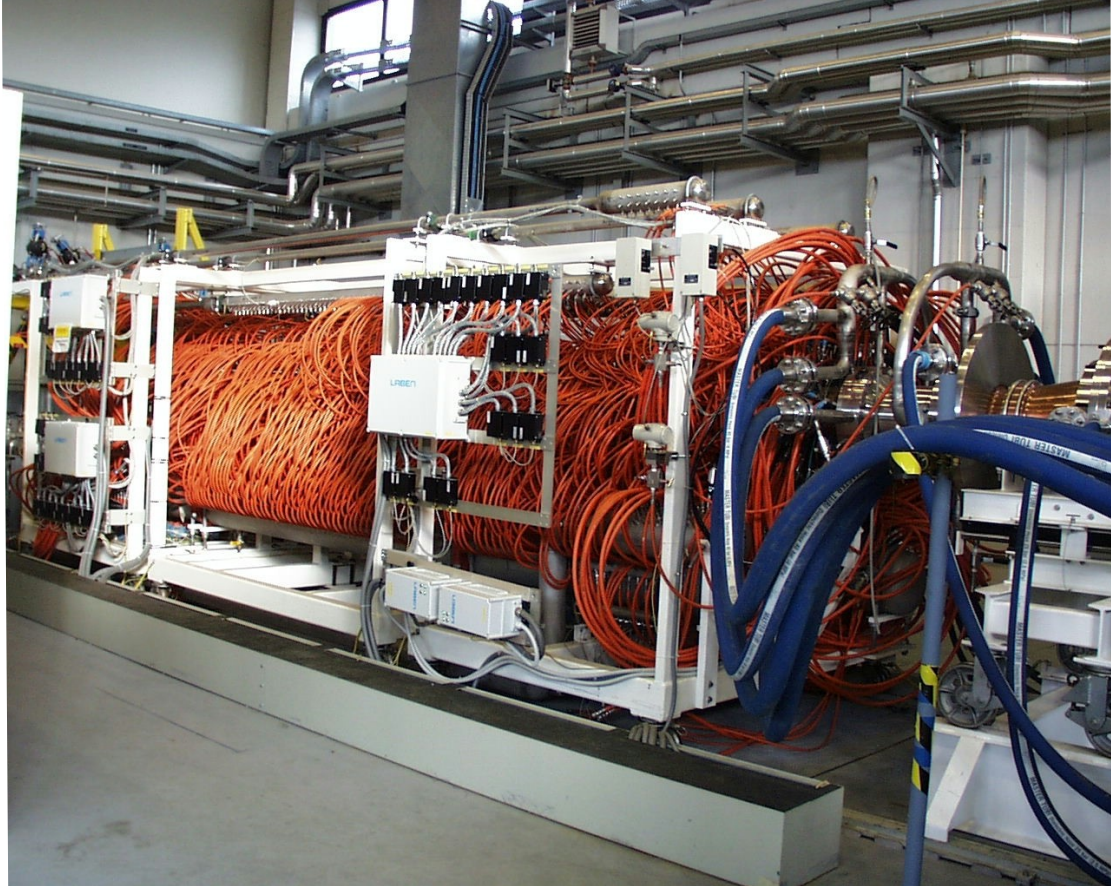


Figura 2.3 Arco elettrico

costituito da nove elettrodi. La corrente viene fornita da una cabina di potenza ed a monte degli elettrodi sono collegati i cosiddetti “ballast resistor” che hanno la funzione di dividere uniformemente la corrente.

La tabella 2.1 riporta le specifiche di progetto:

	Min	Max
Pressione dell'aria (bar)	1	16.7
Portata di aria (kg/s)	0.1	3.5
Entalpia (MJ/kg)	2.5	45
Potenza elettrica (MW)	1	70
Corrente continua (A)	1000	9000
Voltaggio (V)	1000	30000

Tabella 2.1: Specifiche di progetto dell'arco elettrico

Tutta la struttura dell'arco elettrico è formata da più blocchi (per ottimizzare le fasi di manutenzione e raffreddamento) ed ogni singolo blocco è formato da più dischi all'interno dei quali circola sia acqua demineralizzata ad alta pressione per il raffreddamento (utilizzata perché, come detto, l'assenza di Sali minerali la rende non conduttiva), sia aria compressa che proviene dalla linea esterna. I condotti di aria ed acqua che entrano nei singoli blocchi hanno diverso colore, e sia la pressione di ingresso dell'acqua demineralizzata, sia la pressione dell'aria compressa sono variabili lungo tutta la lunghezza dell'arco a seconda delle zone che necessitano un maggiore raffreddamento.

L'anodo è costituito da una lega di rame che resiste bene alle sollecitazioni termomeccaniche e ad esso sono connessi i cavi dell'alta tensione provenienti dalla cabina di potenza.

Nell'anodo viene immesso argon ad elevata pressione il cui scopo fondamentale è quello di non far venire a diretto contatto gli elettrodi con il flusso di elettroni, evitando in tal modo una corrosione localizzata della parte interna degli elettrodi che ovviamente provocherebbe seri problemi. Il secondo scopo legato all'utilizzo dell'argon è quello di aiutare l'accensione dell'arco elettrico, dal momento che essa aumenta la conducibilità del flusso d'aria.

Il catodo ha una configurazione simile all'anodo e si trova all'altra estremità dell'arco.

Tra l'anodo e il catodo è inserita la colonna che ha, come detto, una lunghezza massima di 5500 mm ed una configurazione variabile (essa è costituita da 28 componenti ognuno composto a sua volta da 20 anelli) dipendente dal livello entalpico richiesto.

La colonna è progettata per confinare il più possibile il plasma lungo la direzione assiale ed evitare problemi di corrosione e fusione dei materiali. Tra gli anelli c'è uno strato di isolante (spacer) e attraverso essi entra sia acqua demineralizzata, sia aria compressa, la quale viene immessa nella colonna con una componente di velocità tangenziale al condotto. In seguito tale velocità tangenziale si andrà a comporre con la componente di velocità assiale che proviene dalla depressione creata dal sistema di vuoto generando un moto a spirale.

Bisogna notare che una parte di flusso resta attaccata alle pareti interne della colonna creando una sorta di intercapedine che evita la fusione di questa.

All'interno della colonna si ha il moto degli elettroni da anodo (alto potenziale) a catodo (basso potenziale) sottoposti alla forza di Lorentz. In questa fase si ha la trasformazione di energia elettrica in energia termica, infatti gli elettroni in moto urtano con le particelle di aria e di argon, riscaldandole per attrito viscoso ed energizzando il flusso.

Al crescere della temperatura fino a valori abbastanza elevati tali da innescare la vibrazione e la dissociazione delle molecole e la ionizzazione degli atomi si avrà il gas allo stato "plasma".

Immediatamente a valle del catodo c'è la plenum, la quale ha una sezione costante di 172 mm ed ha fundamentalmente lo scopo di abbassare l'entalpia totale dell'aria al di sotto del limite imposto dal valore minimo di corrente elettrica. Ciò avviene iniettando in questa sezione aria a temperatura ambiente, che genera una conseguente riduzione di

temperatura del plasma il quale, ovviamente, varierà la sua composizione chimica.

II.2.2.2 Ugello

L'ugello (nozzle) è composto da un condotto convergente-divergente ed ha la funzione di espandere il flusso di plasma proveniente dall'arco elettrico aumentandone la velocità (e, di conseguenza, riducendone il valore di pressione statica) in modo da ottenere nella camera di prova le condizione termofluidodinamiche richieste.

La tabella 2.2 ne riporta le specifiche di progetto:

	Min	Max
Pressione in ingresso (bar)	1	16.7
Pressione in uscita (mbar)	0.01	2.9
Velocità della corrente in ingresso (m/s)	120	350
Velocità della corrente in uscita (m/s)	2000	7000

Tabella 2.2: specifiche di progetto dell'ugello

La prima parte è un tratto convergente all'interno del quale il moto è subsonico; nella sezione di gola (ovvero la sezione a diametro minimo, che nella fattispecie è pari a 75 mm) il Mach raggiunge il valore unitario, e nella parte divergente l'ulteriore espansione (supersonica) porta il numero di Mach ad assumere nella sezione di uscita un determinato valore, che dipende dalla configurazione dell'ugello utilizzata.

Infatti esso è diviso in sette componenti con differenti diametri della sezione di uscita, i quali permettono di configurare l'ugello in modo da realizzare differenti condizioni di test e, come si osserva dalla tabella 2.3, il diametro massimo della sezione di uscita è pari a 1950 mm, cui

corrisponde un rapporto delle aree (area della sezione di uscita diviso area della sezione di gola) pari a 676.

	Lunghezza (mm)	Diametro di Ingresso (mm)	Diametro di Uscita (mm)
Sezione di gola	560	170	188
Sezione di espansione A	692	188	432
Sezione di espansione B	692	433	677
Sezione di espansione C	638	678	900
Sezione di espansione D	1347	678	1150
Sezione di espansione E	1914	678	1350
Sezione di espansione F	1701	1350	1950

Tabella 2.3

La parte critica dal punto di vista delle sollecitazioni termomeccaniche è la sezione di gola nella quale si raggiungono valori molto elevati di temperatura. Infatti mentre l'intero ugello viene raffreddato con acqua demineralizzata a bassa pressione (che corre in condotti posti longitudinalmente lungo la superficie esterna), la gola è raffreddata tramite condotti dedicati di acqua demineralizzata ad alta pressione, che

mediante un meccanismo di convezione forzata garantiscono un maggiore coefficiente di scambio termico.

In corrispondenza dell'uscita dell'ugello, poi, ci sono quattro sensori che seguono l'evoluzione della pressione statica.

II.2.2.3 Camera di prova

La camera di prova (Test Chamber, TC) ha una forma cilindrica (figura 2.4) ed è il luogo all'interno del quale viene realizzato il regime di moto da simulare (figura 2.5).



Figura 2.4



Figura 2.5

Infatti al suo interno il plasma proveniente dall'ugello impatta il modello ed in essa vengono effettuate le misure sperimentali di pressione e temperatura le quali, opportunamente trattate, rappresentano il fine ultimo dell'intero impianto.

La camera di prova è alta 9217 mm ed ha un diametro interno pari a 5170 mm, essa dispone di tre aperture necessarie per consentire l'ingresso al personale di manutenzione e per permettere di effettuare le operazioni di montaggio del modello sul supporto; inoltre è dotato di finestre laterali per consentire il monitoraggio e la diagnostica del flusso di plasma. Questo componente è dotato di pavimento scorrevole per l'ingresso del modello e non è raffreddato.

Durante l'effettuazione di test in condizioni particolari, come ad esempio un valore basso della portata, esiste la possibilità di immettere in camera di prova una piccola quantità di aria denominata "Bleed air", al fine di incrementare il valore di pressione in camera e convogliare il plasma nella sezione di ingresso del diffusore, limitando il ricircolo di plasma.

In camera di prova sono presenti misuratori di pressione statica e di temperatura dislocati in vari punti, e due sonde denominate "probes", che

vengono introdotte in seno alla corrente di plasma prima dell'ingresso del supporto con il modello.

Lo scopo di tale processo è il monitoraggio delle condizioni termofluidodinamiche del plasma in termini di pressione e temperatura in varie posizioni del getto; esse sono opportunamente raffreddate con un circuito di acqua demineralizzata e compiono un movimento ad arco di cerchio guidato da motori elettrici.

II.2.2.4 Sistema di supporto del modello

Questo componente, detto anche “Model Sport System” (MSS), è sostanzialmente un braccio automatizzato opportunamente raffreddato da circuiti interni di acqua demineralizzata e la sua funzione è relativa al corretto funzionamento del modello all'interno del getto di plasma.

Il MSS ammette un massimo spostamento verticale pari a 1650 mm, e sono possibili anche spostamenti in direzione longitudinale, utili per compensare errori di posizionamento rispetto alla direzione del flusso di plasma. Il supporto consente anche un movimento rotazionale e, pertanto, rende possibili prove di assetto condotte in maniera dinamica.

II.2.2.5 Diffusore

Il diffusore ha lo scopo di raccogliere il flusso di plasma che esce dalla camera di prova e rallentarlo fino a valori subsonici di velocità. Esso è costituito da un breve tratto convergente, seguito da un lungo tratto a sezione costante e da un'ultima parte di condotto leggermente divergente a monte dello scambiatore di calore (figura 2.6).

Parte del tratto convergente è situato all'interno della camera di prova.



Figura 2.6

La geometria del diffusore è riassunta nella tabella 2.4

Forma		Conica
Lunghezza totale		49800 mm
Diametro	Convergente	2650 mm
	Gola	2120 mm
	Divergente	2120 mm (min) – 3000 mm (max)
Parti costituenti	Convergente	1
	Gola	4
	Divergente	2

Tabella 2.4

II.2.2.6 Scambiatore di calore

Lo scambiatore di calore (heat exchanger) ha la funzione di raffreddare il flusso di plasma proveniente dal diffusore fino a valori di temperatura compatibili con il funzionamento del sistema di vuoto che si trova posizionato proprio a valle dello scambiatore di calore.

Questo componente è formato da una sezione di ingresso raffreddata da un circuito esterno di acqua di torre, seguito da tubi che corrono longitudinalmente al condotto ed esposti direttamente alla corrente; essi costituiscono la parte che rimuove il calore dal plasma, e sono raffreddati anch'essi da condotti esterni di acqua di torre.

A valle di tali tubi sono collocate due sezioni circolari di diametro differente che permettono la connessione con il sistema di vuoto. Inoltre bisogna notare che è presente anche una giuntura di espansione che consente di controllare la deformazione termica delle varie componenti comprese tra la camera di prova e lo scambiatore di calore.

II.2.2.7 Sistema di vuoto

La funzione del sistema di vuoto (vacuum system) è quella di mantenere un basso livello di pressione in camera di prova ed esso è collocato direttamente a valle dello scambiatore di calore (figura 2.7).

Le specifiche di progetto del sistema di vuoto sono descritte nella tabella 2.5.

	Min	Max
Temperatura operativa (°C)	50	270
Pressione di ingresso operativa (mbar)	0.35	15
Pressione di uscita operativa (mbar)	1013	1073

Tabella 2.5

Il sistema di vuoto consta fundamentalmente di tre linee (più una linea aggiuntiva denominata “By pass line, che serve a mantenere costante il valore di vuoto in caso di fluttuazioni di pressione).

Queste tre linee, che possono garantire diverse configurazioni di funzionamento a seconda del livello di vuoto che si intende ottenere, sono le seguenti:

- Linea A: è costituita da 5 eiettori in serie (essi sono dei condotti convergenti-divergenti in cui circola vapore ad alta temperatura) ed ha una capacità massima di 0.5 kg/s; essa può lavorare in concomitanza con le altre due linee;
- Linea B: è costituita da quattro eiettori in serie ed ha una capacità massima di 1 kg/s;
- Linea C: è costituita da tre eiettori in serie ed ha una capacità massima di 2 kg/s.



Figura 2.7

L'apertura delle linee viene regolata da opportune valvole on/off comandate in automatico dal sistema di controllo una volta settate le condizioni di effettuazione della prova.

II.2.2.8 Il sistema DeNOx

Il sistema DeNOx è un impianto che serve sostanzialmente alla riduzione della percentuale di ossido di azoto (NO o anche NOx) inevitabilmente presente nel flusso di plasma.

Il DeNOx è sostanzialmente composto da due grandi serbatoi, “scrubber”, in cui si riduce la concentrazione di NO, un complesso sistema di pompe, ed altri tre serbatoi (un primo, di grandi dimensioni, che contiene la soluzione lavante; un secondo che contiene ipoclorito di sodio NaOCl; un terzo, che contiene soda caustica NaOH).

Il DeNOx è in grado di mantenere la concentrazione di ossido di azoto (NO) al di sotto dei limiti ammissibili, e ciò avviene tramite una serie di reazioni chimiche che avvengono al suo interno.

II.2.2.9 Sistema elettrico e Power Supply System

L'impianto riceve energia elettrica da due linee esterne ed è dotato di un circuito interno per la distribuzione. Le linee di alimentazione, tramite un complesso sistema di trasformatori, si riducono in un'unica linea di uscita a tensione industriale connesse a due cabine differenti: la prima è la cabina elettrica di medio voltaggio (20 KV, sistema elettrico) che è

collegata alle varie utenze; una seconda cabina è quella dei carichi straordinari (32.5 KV, main load).

La cabina del sistema elettrico ha lo scopo di ridurre il voltaggio e distribuire energia elettrica necessaria alle varie utenze; questa cabina è dotata di quattro trasformatori a resina ai quali arriva una tensione di medio voltaggio. I primi due trasformatori operano una conversione 20-0.4 KV fornendo alimentazione elettrica ai laboratori, mentre i restanti due trasformatori operano una conversione 20-6 KV alimentando i motori e le pompe dell'impianto. All'interno della cabina sono installati i sistemi di alimentazione del sistema di controllo ed è collocata una strumentazione che garantisce la fornitura elettrica in casi di emergenza.

Il Power Supply System è un'unità indipendente e riceve macrocomandi dal sistema centrale.

Questa unità fornisce potenza all'arco elettrico in corrente continua, fino a un valore massimo pari a 70 Mw. Il sottosistema è inoltre dotato di opportuni filtri soppressori di particolari armoniche della rete.

Il Power Supply System utilizza trasformatori ad olio i quali, a seconda dei carichi di tensione e corrente richiesti, possono dar luogo a due configurazioni diverse: la prima assicura 6000 A a 20250 V mentre la seconda garantisce 9000 A a 13500 V; il cambio di configurazione avviene con braccetti pneumatici comandati a distanza, che aprono o chiudono determinati circuiti.

A valle dei trasformatori ci sono i convertitori di corrente (AC/DC converter) costituiti sostanzialmente da tiristori raffreddati tramite acqua demineralizzata. Infine i reattori hanno il compito di eliminare le oscillazioni residue della corrente continua (i cosiddetti "ripple").

La chiusura definitiva del circuito viene effettuata manualmente ed in casi di emergenza, per disalimentare l'arco, è utilizzata una "Grow bar" che dissipa corrente tramite una bobina. Infine i "ballast resistor" sono

collegati agli elettrodi dell'arco e sono delle resistenze dell'ordine dei micro-ohm, utilizzate per distribuire uniformemente la corrente.

II.2.2.10 Data Acquisition System e Sistema di controllo

Il sistema di acquisizione dati (Data Acquisition System, DAS) è costituito dalla sensoristica utilizzata per acquisire dati di varia natura.

La strumentazione dell'impianto si divide sostanzialmente in due classi: la prima prende il nome di "strumentazione di campo" ed è l'insieme di sensori utilizzati per l'acquisizione di grandezze relative all'impianto; la seconda prende invece il nome di "strumentazione di prova" ed è relativa al test che viene svolto.

Nell'arco elettrico è presente un sensore di pressione statica opportunamente certificato, mentre non ci sono misuratori di temperatura perché qualsiasi sensore intrusivo che volesse misurare temperature dell'ordine dei 10000 K si fonderebbe immediatamente.

Le funzioni fondamentali del sistema di acquisizione sono sia la misurazione dei parametri termodinamici sul modello (per esempio per studiare il comportamento dei materiali durante la fase di rientro da una missione spaziale), sia la misurazione dei parametri aerotermodinamici relativi al plasma e, nella Test Leg, per tale scopo, si differenzia la strumentazione in "strumenti virtuali", ovvero strumenti collocati all'esterno della camera di prova e quindi non intrusivi, e "strumenti convenzionali", ossia strumentazione interna alla camera di prova (strumenti intrusivi).

In corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello ci sono quattro misuratori di pressione statica; essi sono sostanzialmente quattro piccoli forellini con diametro dell'ordine di mezzo millimetro distanziati tra di loro di 90 gradi utilizzati per misurare eventuali fluttuazioni di pressione statica in varie zone dell'ugello; tale situazione è infatti indicativa di una disuniformità del plasma.

All'interno della camera di prova ci sono poi altri quattro sensori di pressione, oltre alle due probes. Quest'ultime sono sostanzialmente due strumenti che hanno lo scopo di misurare le caratteristiche termofluidodinamiche del flusso in termini di pressione e di flusso termico sulla superficie della sonda esposta alla corrente.

I sensori di pressione sono dei fori di piccolo diametro che utilizzano un opportuno trasduttore che garantisce il funzionamento anche in ambienti a basse pressioni.

Si avrà modo di descrivere nel prossimo paragrafo il misuratore di flusso termico nel punto di ristagno della sonda.

II.2.2.11 Metodo per la misura del flusso termico nel punto di ristagno

Nel punto di ristagno della probe viene effettuata una misurazione del flusso termico mediante un gardon gauge.

Tale strumento consiste in una sottile lamina metallica sospesa su un cilindro cavo di rame (si veda figura 2.8). Essa è termicamente ed elettricamente collegata al cilindro di rame mediante determinate tecniche metallurgiche. La lamina, in costantana, funge da primo materiale termoelettrico e forma insieme al rame (secondo materiale termoelettrico) una giunzione della termocoppia. Un filo di rame è attaccato, poi, al centro della superficie retrostante della lamina, allo scopo di formare una termocoppia differenziale. Essa misura la differenza di temperatura tra il centro e l'estremità della lamina.

L'equazione della conduzione del calore in coordinate polari, nella direzione radiale, assume la seguente forma:

$$\frac{\rho \cdot C_p}{K} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\dot{q}}{s \cdot K} \quad (2.1)$$

dove ρ , C_p , K , s sono rispettivamente la densità, il calore specifico, la conducibilità termica e lo spessore dello strato di constantana e \dot{q} il flusso termico incidente sul suo centro.

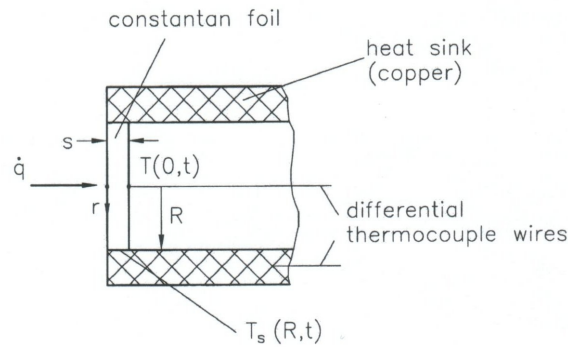


Figura 2.8: schema del gardon gauge

Considerando le seguenti condizioni iniziali e al contorno:

$$T(r,0)=T_s \quad \text{per } 0 < r < R \quad (2.2)$$

$$T(r,t)=T_s \quad \text{per } 0 < t < \infty$$

La soluzione allo stazionario della (2.1) tenuto conto delle (2.2) è:

$$\dot{q} = \frac{4sK}{(R^2 - r^2)} \cdot (T - T_s) \quad (2.3)$$

Pertanto il flusso termico al centro della lamina ($r=0$) sarà:

$$\dot{q} = \frac{4sK}{R^2} \cdot (T - T_s) \quad (2.4)$$

Le equazioni (2.3) e (2.4) mostrano che la differenza di temperatura che si genera tra il centro della lamina e la sua estremità è direttamente proporzionale al flusso termico \dot{q} . In tal modo è quindi sufficiente, per valutare tale flusso termico, misurare la suddetta differenza di temperatura.

II.2.2.12 Misura dell'entalpia totale specifica

L'entalpia totale specifica H_0 è calcolata effettuando un bilancio energetico nell'arco elettrico, usando le misure del voltaggio dell'arco, della corrente elettrica, della portata del gas, della portata dell'acqua di raffreddamento e del salto di temperatura di tale portata d'acqua.

Con queste informazioni viene calcolata l'entalpia totale nel seguente modo:

$$H_0 = \frac{V \cdot I \cdot K - m_{H_2O} \cdot C_P \cdot \Delta T}{m_{gas}}$$

Dove:

H_0	entalpia totale specifica nell'arco elettrico
V	differenza di potenziale ai capi della colonna dell'arco
I	corrente elettrica
K	coefficiente di conversione delle unità di misura
m_{H_2O}	portata dell'acqua di raffreddamento
C_p	calore specifico dell'acqua
m_{gas}	portata del gas

Il valore stimato con questa tecnica è affetto però da un errore talvolta anche cospicuo, dovuto al margine di incertezza degli usuali strumenti di misura.

L'errore infatti è dato da:

$$\frac{dH_0}{H_0} = \frac{dV}{V} + \frac{dI}{I} + \frac{dm_{H_2O}}{m_{H_2O}} + \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} - \frac{dm_{gas}}{m_{gas}}$$

CAPITOLO 3

III.1 Introduzione

In questo lavoro di dottorato è stato condotto, mediante simulazioni CFD, uno studio aerotermochimico del getto ipersonico all'interno della galleria SCIROCCO. In particolare si è focalizzata l'attenzione sui flussi termici che si generano intorno a determinati corpi e sull'influenza della cataliticità superficiale su tali flussi termici.

Per le simulazioni relative a SCIROCCO è stata studiata l'evoluzione aerotermochimica del getto di aria all'interno dell'ugello e, a valle di quest'ultimo, il campo di moto intorno alla prob.

III.2 Modelli matematici per le simulazioni relative alla galleria SCIROCCO

III.2.1 Geometrie e griglie di calcolo

Le geometrie dell'ugello utilizzate per le simulazioni numeriche riguardano due diverse configurazioni: la D e la F. La differenza tra esse è, come vedremo, il raggio (e quindi l'area) della sezione di uscita.

Essendo il tutto a simmetria assiale il profilo delle pareti dell'ugello può essere descritto riportando il raggio della generica sezione (ovvero la distanza del generico punto sulla parete dell'ugello dall'asse di simmetria) al variare dell'ascissa sull'asse:

$$R(x) = 37.5 + 1.1387465 \cdot 10^{-3} \cdot x^2 - 1.987298 \cdot 10^{-6} \cdot x^3 - 2.3459373 \cdot x^4$$

per $-182.671 < x < 142.836$

dove sia x che R sono espressi in millimetri.

Quella appena scritta è l'equazione del profilo della parte dell'ugello nella zona della gola, e da quel punto in poi la parete dell'ugello segue un andamento rettilineo con un angolo di inclinazione di 10° , uguale per tutte le configurazioni.

In figura 3.1 è riportato tale profilo, dove la gola è in corrispondenza dello zero dell'asse delle ascisse, ed è stata riportata per simmetria anche la corrispondente parte opposta:

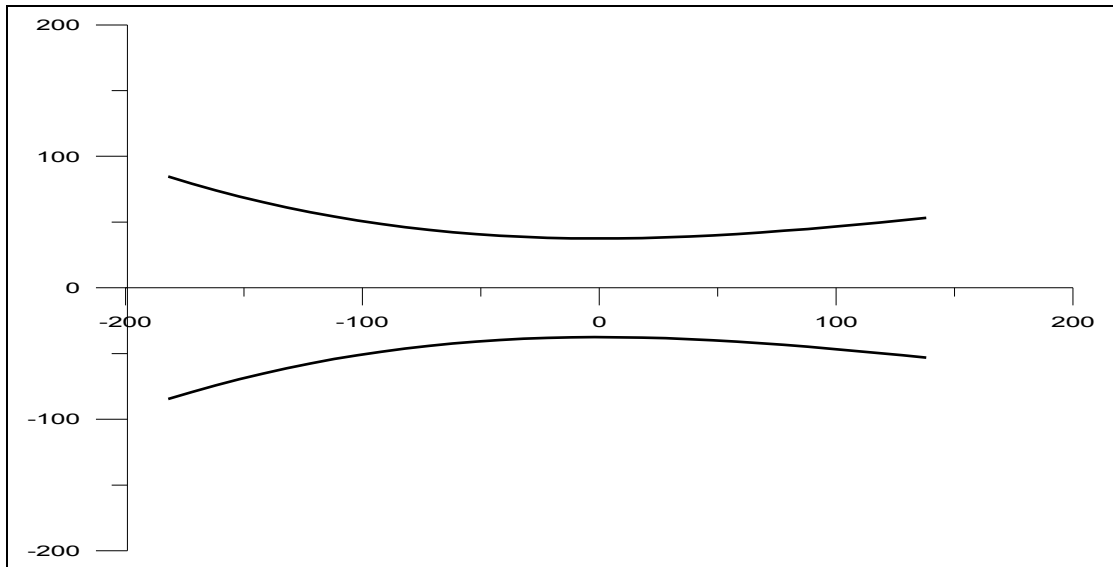


Figura 3.1: Profilo della gola dell'ugello

L'ugello quindi risulta avere una sezione di ingresso con diametro di 190 mm, una sezione di gola con diametro di 75 mm e una sezione di uscita con diametro di 1150 mm per la configurazione D, e 1950 mm per la configurazione F, con rapporto tra l'area della sezione di uscita e l'area della sezione di gola rispettivamente di 235.11 e 676.

Nelle figure 3.2 e 3.3 sono riportate per intero le geometrie delle due configurazioni dell'ugello.

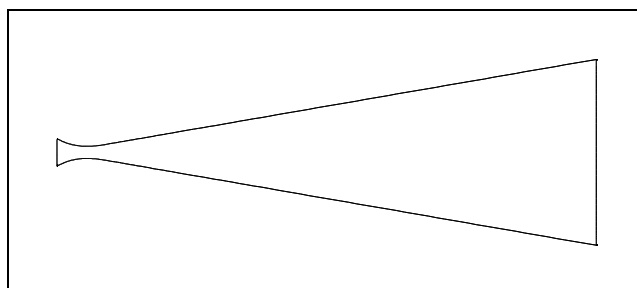
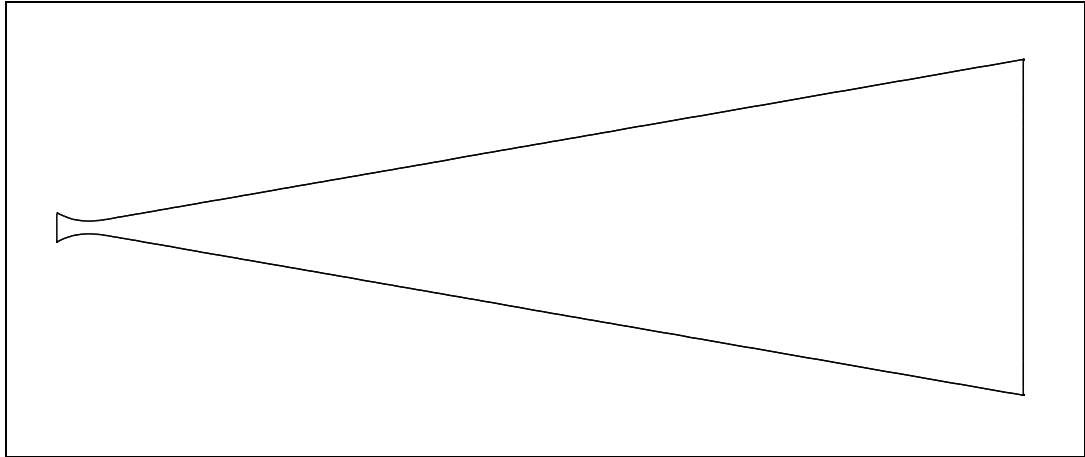
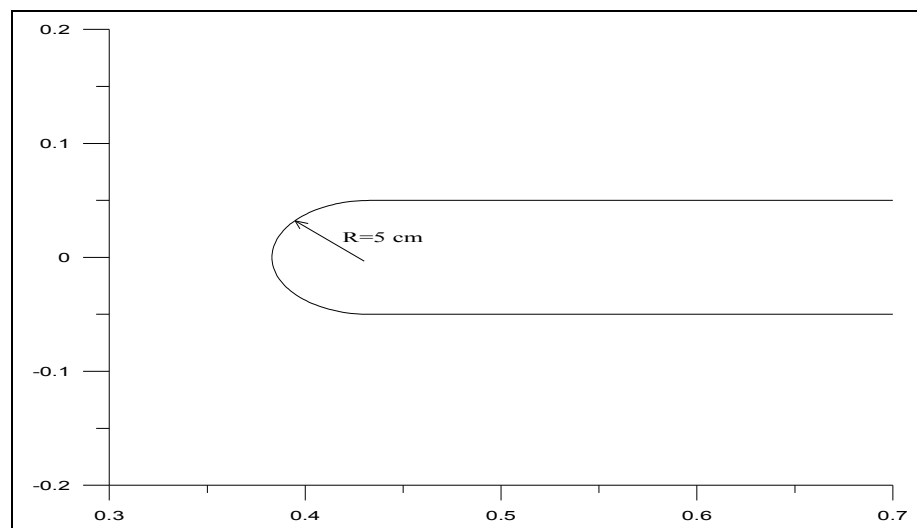


Figura 3.2: Ugello nella configurazione D

**Figura 3.3: Configurazione F**

La lunghezza complessiva risulta, nei due casi, 3252 mm e 5549 mm.

A valle dell'ugello è stato poi studiato il campo di moto intorno alla prob. Quest'ultima è un'asta cilindrica in rame, la cui estremità anteriore ha forma emisferica di raggio 5 cm (Figura 3.4).

**Figura 3.4: Geometria della prob**

Griglie di calcolo

Tutti i codici di calcolo per la soluzione numerica delle equazioni dei campi aerotermodinamici richiedono un *pre-processor* per la definizione della geometria in studio e della griglia di calcolo (*mesh*), costituita dai punti o volumi del dominio di integrazione in cui vengono calcolate le incognite termofluidodinamiche.

La scelta della griglia è una fase piuttosto critica del processo computazionale e dipende dalle caratteristiche del flusso che si intende risolvere. Un *mesh* povero di celle può condurre ad una soluzione errata, d'altra parte un *mesh* troppo fitto può comportare tempi di calcolo eccessivamente lunghi.

Le griglie computazionali possono essere distinte in strutturate e non strutturate. Una griglia strutturata, come tutte quelle utilizzate in questa tesi, è una matrice ordinata di punti, in cui esiste una relazione ben definita che lega ogni punto al suo vicino.

Il moto bidimensionale assialsimmetrico nell'ugello è stato simulato utilizzando una griglia di calcolo strutturata di 6840 celle per la configurazione D e 8600 per la configurazione F, di cui 40 in direzione radiale, rappresentate in figura 3.5 e 3.6. In figura 3.7 invece è mostrato in particolare la zona a cavallo della sezione di gola.

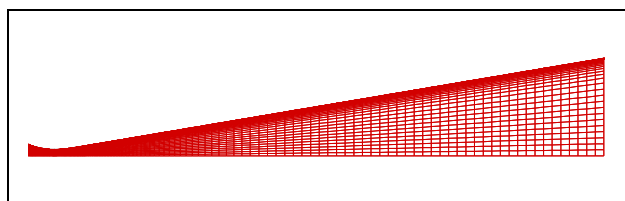


Figura 3.5

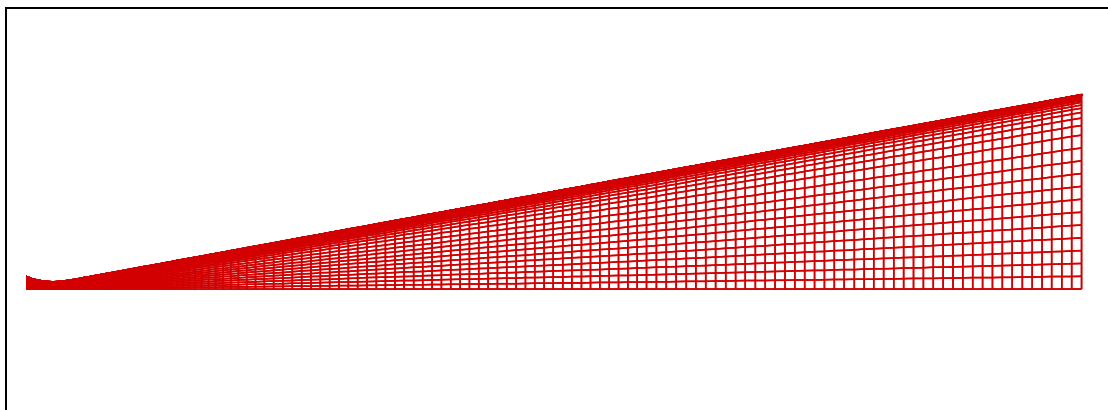


Figura 3.6

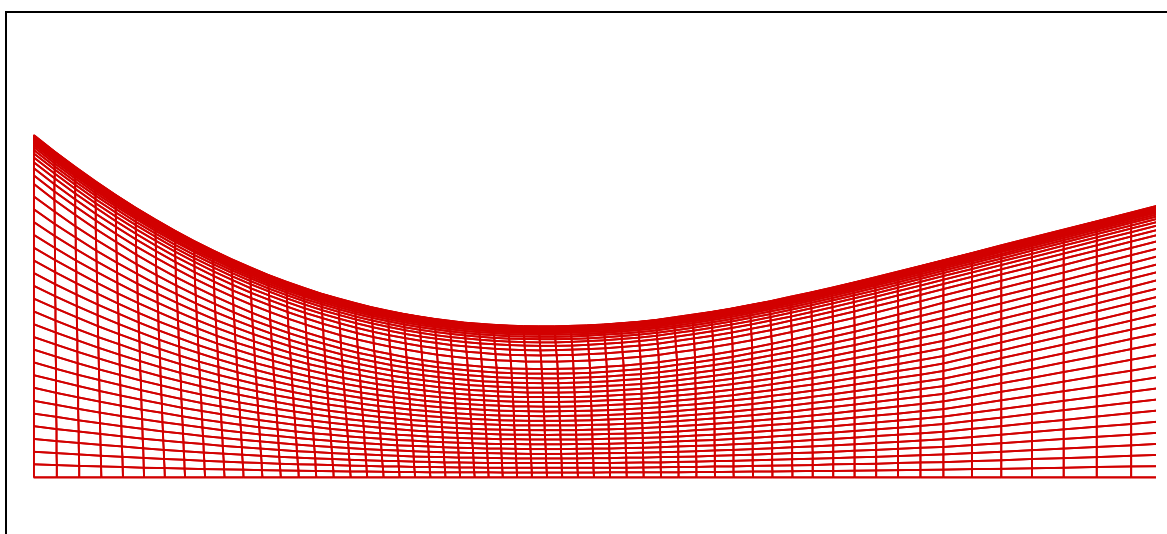


Figura 3.7

Per quanto riguarda la risoluzione del un campo di moto intorno a un corpo generalmente sono richieste griglie strutturate per il calcolo accurato dei gradienti che compaiono nelle equazioni; in particolare il calcolo dei flussi termici richiede *mesh* sufficientemente fitti in corrispondenza delle pareti.

Nelle griglie utilizzate per il calcolo del campo aerotermodinamico intorno alla prob, il Δy a parete (ovvero la dimensione della cella computazionale adiacente la parete, in direzione normale ad essa) è stato scelto in base ad una stima dello spessore di strato limite, secondo la formula:

$$\frac{\delta}{L} = O\left(\frac{1}{\sqrt{\text{Re}}}\right)$$

Poiché nelle simulazioni effettuate il valore del numero di Reynolds è di ordine 10^3 ($L=0.05$ m, raggio di curvatura al punto di ristagno della prob), il Δy a parete è stato scelto pari a 10^{-6} , ben tre ordini di grandezza inferiore a δ .

La griglia utilizzata consta di 7760 celle, con una legge di stretching sulla parete di 1.1. Nelle figure 3.8 e 3.9 sono rappresentate sia la griglia per intero che un suo ingrandimento nella zona adiacente alla parete.

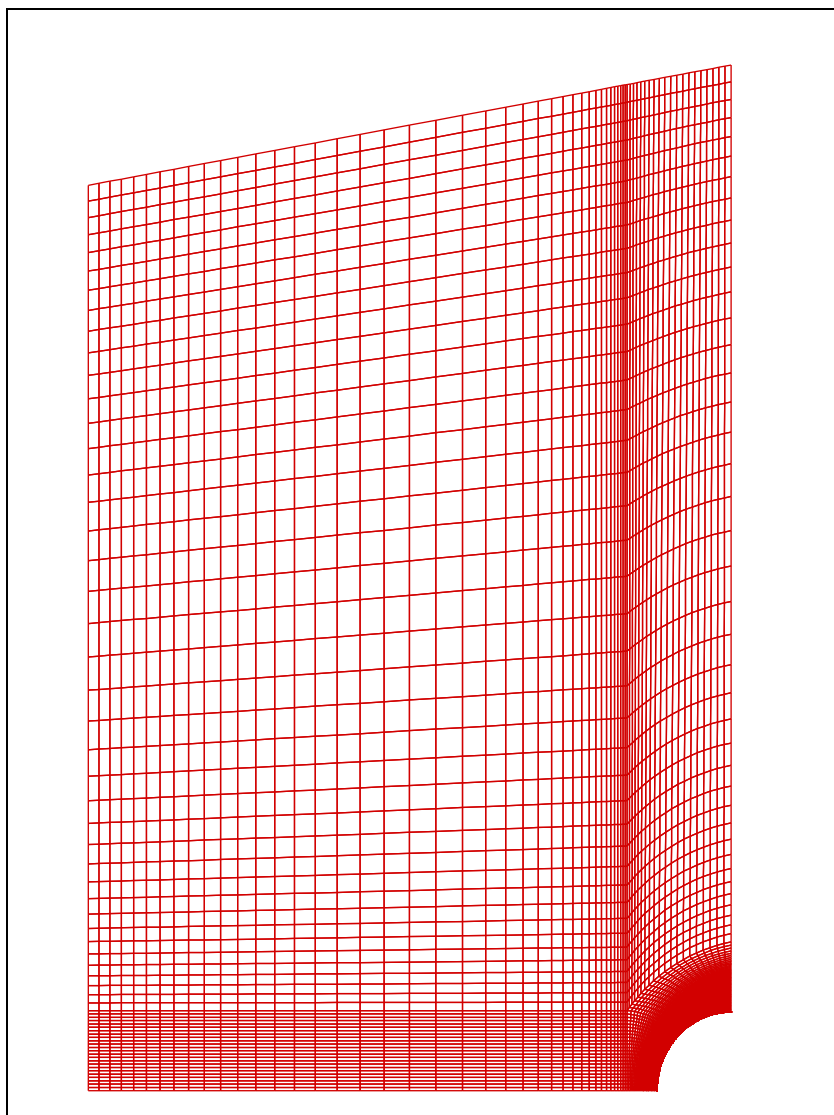


Figura 3.8

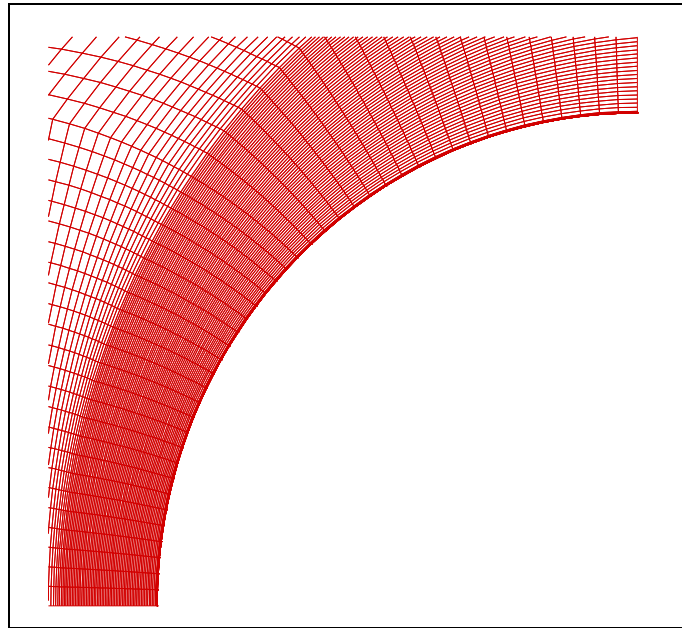


Figura 3.9

III.2.2 Equazioni della fluidodinamica

Le equazioni considerate sono quelle della conservazione della massa, del bilancio di quantità di moto e dell'energia, nell'ipotesi di regime stazionario e laminare:

$$\nabla \cdot (\rho \underline{V}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot (\rho \underline{V} \underline{V}) + \nabla p = \nabla \cdot [\underline{\tau}_{\underline{d}}] \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot [(\rho E + p) \underline{V}] = \nabla \cdot (\underline{\tau}_{\underline{d}} \cdot \underline{V} - \underline{J}_q) \quad (3.3)$$

dove :

$\tau_{=d}$ è la parte dissipativa del tensore degli sforzi;

E è l'energia specifica del gas definita come somma dell'energia specifica interna e di quella cinetica:

$$E = e + \frac{V^2}{2} = h - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}$$

\underline{J}_q è il flusso diffusivo di energia sotto forma di calore.

Per la chiusura del sistema delle equazioni del bilancio, bisogna esprimere, in termini delle incognite fondamentali, le grandezze $\tau_{=d}$ e \underline{J}_q , per cui valgono rispettivamente le relazioni fenomenologiche di Newton e di Fourier:

$$\underline{\underline{\tau}}_d = 2\mu (\underline{\nabla} V)_0^s \quad (3.4)$$

$$\underline{J}_q = -\lambda \underline{\nabla} T \quad (3.5)$$

dove il coefficiente di viscosità, μ , e la conducibilità termica, λ , sono legati alla temperatura da relazioni ricavate nell'ambito della teoria cinetica dei gas.

Le variabili fisiche da determinare sono pertanto:

1. La densità;
2. La pressione;
3. La velocità;
4. L'entalpia sensibile;
5. La temperatura.

Dunque cinque incognite.

Le equazioni necessarie per determinarle sono:

1. L'equazione di conservazione della massa (3.1);
2. L'equazione del bilancio della quantità di moto (3.2);
3. L'equazione dell'energia (3.3);
4. Le seguenti due equazioni di stato del gas

$$p = \rho RT$$

$$dh = c_p(T)dT$$

Poiché abbiamo cinque incognite in altrettante equazioni, il sistema è chiuso una volta assegnate le condizioni al contorno.

III.2.3 Modello di miscela reagente

In questo studio sono state condotte diverse simulazioni numeriche basate su un modello *stazionario, viscoso e assialsimmetrico*, considerando come fluido una miscela di 5 specie chimiche reagenti (O₂, N₂, NO, O, N).

Modello termodinamico

Il fluido è stato modellato come una miscela di 5 gas perfetti in non equilibrio chimico alla quale è applicabile la legge di Dalton:

$$p = \sum_i p_i \quad (3.6)$$

Dove p_i è la pressione dell' i -esimo componente e p è la pressione della miscela.

La pressione parziale p_i è legata alla densità ρ_i ed alla temperatura T dall'equazione :

$$p_i = \rho_i R_i T = \rho \alpha_i R_i T \quad (3.7)$$

dove ρ è la densità della miscela, α_i è la frazione di massa della specie i -esima e R_i il rapporto tra la costante universale R_0 ($8314 \frac{J}{K \cdot kmol}$) e il peso molecolare della specie i -esima.

Dalle equazioni (3.6) e (3.7) si ottiene la seguente equazione:

$$\rho = \frac{p}{R_0 T \sum_i \frac{\alpha_i}{M_i}} \quad (3.8)$$

L'entalpia sensibile della specie i-esima è data da:

$$h_i = \int_0^T c_{pi}(T) dT + (\Delta h_f)_i^0$$

dove $(\Delta h_f)_i^0$ è il calore di formazione della specie i.

L'entalpia specifica della miscela è data da:

$$h = \sum_i \alpha_i h_i$$

I valori dei calori di formazione delle specie considerate sono riportati in tabella:

Specie	$(\Delta h_f)^0$ [J /kmole]
O ₂	2.4918*10 ⁸
O	0
N ₂	4.7096*10 ⁸
N	0
NO	9.029*10 ⁷

Tab. 3.1

Per i calori specifici delle specie considerate sono stati assunti dei modelli polinomiali.

Il calore specifico a pressione costante per la miscela è dato da:

$$c_p = \sum_i \alpha_i c_{pi}$$

Per ogni specie è stato adottato, per il calore specifico a pressione costante, il seguente modello polinomiale:

$$c_{pi}(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 + a_6T^6 + a_7T^7$$

si elencheranno ora tutti i coefficienti a_i per tutte le specie.

specie O_2 :

$$a_0 = 895.8641 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_1 = 0.2007236 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_2 = -4.045521 \cdot 10^{-5} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_3 = 5.518484 \cdot 10^{-9} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_4 = -4.473047 \cdot 10^{-13} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_5 = 1.980497 \cdot 10^{-17} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_6 = -4.453517 \cdot 10^{-22} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_7 = 3.98975 \cdot 10^{-27} \frac{J}{kg \cdot K}$$

specie O:

$$a_0 = 1445.263 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_1 = -0.1702408 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_2 = 5.987799 \cdot 10^{-5} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_3 = -7.919526 \cdot 10^{-9} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_4 = 4.830432 \cdot 10^{-13} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_5 = -1.340106 \cdot 10^{-17} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_6 = 1.538658 \cdot 10^{-22} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_7 = -4.761918 \cdot 10^{-28} \frac{J}{kg \cdot K}$$

specie N₂:

$$a_0 = 941.627 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_1 = 0.335372 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_2 = -1.0152 \cdot 10^{-4} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_3 = 1.35401 \cdot 10^{-8} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_4 = -8.33945 \cdot 10^{-13} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_5 = 2.59186 \cdot 10^{-17} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_6 = -3.98848 \cdot 10^{-22} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_7 = 2.42551 \cdot 10^{-27} \frac{J}{kg \cdot K}$$

specie N:

$$a_0 = 1538.97 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_1 = -0.137962 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_2 = 5.01311 \cdot 10^{-5} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_3 = -1.98774 \cdot 10^{-9} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_4 = -3.91 \cdot 10^{-13} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_5 = 4.12333 \cdot 10^{-17} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_6 = -1.40076 \cdot 10^{-21} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_7 = 1.60737 \cdot 10^{-26} \frac{J}{kg \cdot K}$$

specie NO:

$$a_0 = 934.907 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_1 = 0.2354806 \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_2 = -6.830891 \cdot 10^{-5} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_3 = 1.036464 \cdot 10^{-8} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_4 = -8.101477 \cdot 10^{-13} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_5 = 3.384105 \cdot 10^{-17} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_6 = -7.23766 \cdot 10^{-22} \frac{J}{kg \cdot K}$$

$$a_7 = 6.240354 \cdot 10^{-27} \frac{J}{kg \cdot K}$$

Le equazioni della fluidodinamica

Le equazioni considerate sono quella della conservazione della massa totale (continuità), il bilancio della massa della singola specie, l'equazione della quantità di moto e quella dell'energia.

L'equazione del bilancio della specie i-esima è:

$$\frac{\partial (\rho \alpha_i)}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho \underline{V} \alpha_i) + \underline{\nabla} \cdot \underline{J}_i = \dot{\omega}_i \quad (3.9)$$

dove:

- $\underline{J}_i = -\rho D_i \underline{\nabla} \alpha_i$ è il flusso diffusivo della specie i, descritto dalla legge di Fick (D_i è il coefficiente di diffusione della specie i).
- $\dot{\omega}_i$ è la produzione della specie i-esima.

Sommando membro a membro le equazioni (3.9) e ricordando che:

$$\sum_i \alpha_i = 1$$

$$\sum_i \underline{J}_i = \sum_i \dot{\omega}_i = 0$$

si ottiene l'equazione di conservazione della massa dell'intera miscela:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho \underline{V}) = 0 \quad (3.10)$$

Equazione della quantità di moto:

$$\frac{\partial (\rho \underline{V})}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\rho \underline{V} \underline{V}) + \underline{\nabla} p = \underline{\nabla} \cdot [\underline{\tau}_{=d}] \quad (3.11)$$

Equazione dell'energia:

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot [(\rho E + p) \underline{V}] = \underline{\nabla} \cdot \left(\underline{\tau}_{=d} \cdot \underline{V} - \underline{J}_q - \sum_i h_i \underline{J}_i \right) - \sum_i h_i \dot{\omega}_i \quad (3.12)$$

Equazioni della cinetica chimica

Si considerino K reazioni elementari che coinvolgono I specie chimiche.

Queste possono essere rappresentate nella seguente forma generale:

$$\sum_{i=1}^I \nu'_{ik} s_i \Leftrightarrow \sum_{i=1}^I \nu''_{ik} s_i \quad k=1, \dots, K$$

dove s_i è la generica specie e ν'_{ik} , ν''_{ik} sono i coefficienti stechiometrici dei reagenti e dei prodotti, rispettivamente.

La produzione della specie i nella reazione k è fornita dall'equazione:

$$\dot{\omega}_{ik} = \Gamma \cdot \left(\nu''_{ik} - \nu'_{ik} \right) \cdot \left[K_{fk} \prod_j C_j^{\nu'_{jk}} - K_{bk} \prod_j C_j^{\nu''_{jk}} \right]$$

dove C_i è la concentrazione molare della specie i , K_{fk} e K_{bk} sono rispettivamente le velocità della reazione diretta e di quella inversa, per la k -esima reazione, e Γ è l'efficienza di terzo corpo, calcolata come :

$$\Gamma = \sum_i \gamma_{ik} C_i$$

La velocità della reazione diretta è data dalla legge-di Arrhenius:

$$K_k = A_k T^{\beta_k} \exp\left(-\frac{E_k}{R_o T}\right) \quad (3.13)$$

dove il fattore pre-esponenziale A_k , l'esponente della temperatura β_k e l'energia d'attivazione E_k sono riportati nella seguente tabella per le reazioni considerate (modello di Dunn-Kang*):

Reazione	A_k	E_k [J/Kg·mol]	β_k
$O_2 \rightarrow 2O$	$3.61 \cdot 10^{15}$	$4.938 \cdot 10^8$	-1
$N_2 \rightarrow 2N$	$1.92 \cdot 10^{14}$	$9.403 \cdot 10^8$	-0.5
$N_2 + N \rightarrow 3N$	$4.15 \cdot 10^{19}$	$9.403 \cdot 10^8$	-1.5
$NO \rightarrow N + O$	$3.97 \cdot 10^{17}$	$6.285 \cdot 10^8$	-1.5
$NO + O \rightarrow O_2 + N$	$3.18 \cdot 10^6$	$1.638 \cdot 10^8$	1
$N_2 + O \rightarrow NO + N$	$6.75 \cdot 10^{10}$	$3.118 \cdot 10^8$	0

Tab 3.2

* J. D. Anderson, *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, pag 495-501

La velocità della reazione inversa è legata a quella della reazione diretta attraverso la costante di equilibrio:

$$K_{bk} = \frac{K_{fk}}{K_k^{eq}}$$

La costante di equilibrio K_k^{eq} è data da:

$$K_k^{eq} = \left(\frac{p_{atm}}{R_0 T} \right)^{\sum_{i=1}^I (v_{ik}'' - v_{ik}')} \exp \left(\frac{\Delta S_k^0}{R_0} - \frac{\Delta H_k^0}{R_0 T} \right)$$

p_{atm} è la pressione espressa in atmosfere e $\Delta S_k^0, \Delta H_k^0$ sono, rispettivamente, le variazioni di entropia ed entalpia dovute alla reazione k .

Il termine di produzione che compare nell'equazione (3.9) dovuto alle sei reazioni considerate, può essere scritto come segue:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_k \dot{\omega}_{ik}$$

Dunque le variabili fisiche da considerare sono:

1. La frazione di massa α_i delle cinque specie chimiche, o, equivalentemente la frazione di quattro delle cinque e la densità della miscela;
2. La velocità;
3. La pressione
4. L'entalpia sensibile
5. La temperatura.

Abbiamo, pertanto, nove incognite.

Le nove equazioni necessarie per determinarle sono:

1. Le cinque equazioni del bilancio di specie chimica, o, equivalentemente, quattro equazioni di bilancio di specie e l'equazione di continuità;
2. L'equazione del bilancio di quantità di moto;
3. L'equazione dell'energia;
4. Le equazioni di stato .

Il sistema è dunque chiuso una volta fissate le condizioni al contorno. Per quanto riguarda l'ugello tali condizioni al contorno, per tutte le grandezze termofluidodinamiche necessarie, sono state assegnate alla sezione d'ingresso e sulle pareti. All'ingresso sono state assegnate le condizioni dei vari test simulati numericamente, mentre sulle pareti è stata imposta la condizione di *no-slip*, ovvero l'annullamento della velocità, una temperatura costante di 400 K nella zona della gola e di 500 K sulla parete del divergente. Per la pressione viene imposto che la derivata localmente normale alla parete sia nulla:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_{wall} = 0$$

Per quanto riguarda le simulazioni relative al campo di moto intorno alla prob le condizioni asintotiche sono quelle della sezione di uscita dell'ugello, mentre l'unica differenza sta nella condizione di temperatura assegnata sul corpo, pari a 323 K (50° C), in quanto esso è raffreddato e mantenuto costantemente a questa temperatura.

III.5 Forma vettoriale delle equazioni e modello numerico

Le equazioni che governano il campo termofluidodinamico di una miscela di gas (3.9),(3.11) e (3.12) possono essere scritte nella seguente forma compatta:

$$\frac{\partial \underline{\mathbf{U}}}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (\underline{\mathbf{F}} - \underline{\mathbf{G}}) = \underline{\mathbf{S}} \quad (3.14)$$

dove $\underline{\mathbf{U}}$ è il vettore delle incognite:

$$\underline{\mathbf{U}} = \begin{bmatrix} \rho_{1..n} \\ \rho \underline{V} \\ \rho E \end{bmatrix}$$

$\underline{\mathbf{F}}$ è il vettore dei flussi non dissipativi:

$$\underline{\mathbf{F}} = \begin{bmatrix} \rho_{1..n} \underline{V} \\ \rho \underline{V} \underline{V} + p \underline{\underline{U}} \\ \rho E \underline{V} + p \underline{V} \end{bmatrix}$$

dove $\underline{\underline{U}}$ è il tensore unitario; $\underline{\mathbf{G}}$ è il vettore dei flussi dissipativi:

$$\underline{\mathbf{G}} = \begin{bmatrix} \underline{J}_{1..n} \\ \underline{\tau}_d \\ \lambda \underline{\nabla} T + \underline{\tau}_d \cdot \underline{V} - \sum_i h_i \underline{J}_i \end{bmatrix}$$

$\underline{\mathbf{S}}$ è il vettore dei termini di produzione:

$$\underline{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_{1..n} \\ - \sum_i h_i \dot{\omega}_i \end{bmatrix}$$

La notazione vettoriale è particolarmente utile quando si introducono le tecniche risolutive numeriche del sistema di equazioni.

Quanto detto nel caso delle equazioni (3.9), (3.11) e (3.12) può essere, evidentemente, ripetuto per i modelli stazionari presentati nel paragrafo III.2. L'equazione vettoriale (3.14) non presenterà, in tal caso, i termini instazionari e di produzione.

I sistemi di equazioni presentati in questo capitolo con le appropriate condizioni al contorno sono stati risolti con il codice numerico Fluent, che utilizza un metodo ai volumi di controllo per risolvere sistemi di equazioni alle derivate parziali.

Si consideri, ad esempio, il sistema (3.14). Esso può essere discretizzato in corrispondenza di ogni volume di controllo:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{1}{V_c} \sum_i (\bar{\mathbf{F}} - \bar{\mathbf{G}})_i \cdot \underline{A}_i = \tilde{\mathbf{S}} \quad (3.15)$$

dove V_c è il volume di controllo e A_i è la generica faccia che lo racchiude (fig.3.10)

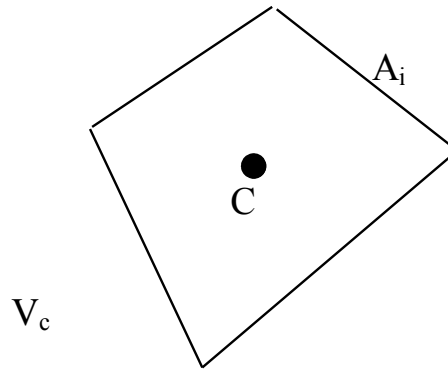


Fig.3.10

Inoltre:

$$\underline{\tilde{U}} = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} \underline{U} dV_c$$

$$\underline{\bar{F}}_i = \int_{A_i} \underline{F} dA_i$$

$$\underline{\bar{G}}_i = \int_{A_i} \underline{G} dA_i$$

$$\underline{\tilde{S}} = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} \underline{S} dV_c$$

I flussi non dissipativi su ciascuna delle facce A_i sono calcolati con la tecnica proposta da Roe:

$$\underline{\bar{F}}_i = \frac{1}{2} (\underline{\bar{F}}_{i,R} + \underline{\bar{F}}_{i,L}) - \frac{1}{2} \underline{\mathbf{R}} |\underline{\Lambda}| \underline{\mathbf{R}}^{-1} (\underline{\mathbf{U}}_R - \underline{\mathbf{U}}_L)$$

dove $\underline{\Lambda}$ è la matrice degli autovalori dello jacobiano $\frac{\partial F}{\partial U}$ e $\underline{\mathbf{R}}$ è la matrice degli autovettori destri dello jacobiano. $\underline{\Lambda}$ e $\underline{\mathbf{R}}$ sono valutati in corrispondenza delle medie di Roe. I pedici R e L denotano condizioni valutate a destra e a sinistra rispettivamente della faccia A_i . Se le medie di

Roe sono calcolate mediante un'estrapolazione di ordine zero dal centro del volume di controllo, si ottiene lo schema *upwind* al primo ordine (fig. 3.11). Se le medie a destra e a sinistra sono calcolate mediante una ricostruzione lineare si ottiene lo schema *upwind* al secondo ordine (fig. 3.12)

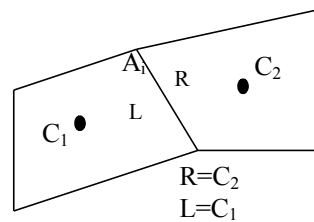


Fig.3.11

Tutte le simulazioni di questa presentate in questo lavoro sono state realizzate utilizzando uno schema *upwind* al primo ordine.

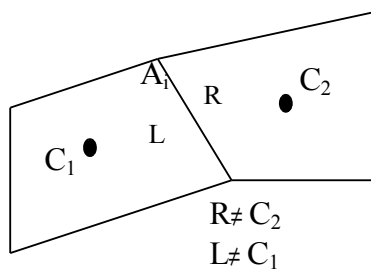


Fig.3.12

I flussi dissipativi sono calcolati utilizzando il teorema di Gauss.

L'integrazione nel tempo è realizzata utilizzando uno schema esplicito *multi-stage* Runge-Kutta. Il *time-step* è vincolato dalla condizione CFL (Courant Friedrichs Lewy).

CAPITOLO 4

IV.1 Introduzione

Come si è avuto modo di menzionare nei capitoli precedenti, la galleria al plasma SCIROCCO del CIRA (Centro Italiano Ricerche Aerospaziali) è unica al mondo per potenza impiegata. Inoltre le grandi dimensioni di tutto l'impianto, in particolare dell'ugello (fino ad 1.95 m il diametro della sezione di uscita) e della camera di prova (cilindro di altezza 9 m e diametro 5 m) permettono prove su modelli di dimensioni significative, talvolta anche in scala reale. Per questi motivi tale galleria si presta come un importantissimo strumento per la progettazione e la verifica di sistemi di protezione termica di veicoli e capsule spaziali, ed è stata usata per svariati programmi spaziali italiani, europei ed internazionali.

Durante un tipico test all'interno della camera di prova viene inserita, tramite un braccio automatico, una sonda (probe), allo scopo di qualificare il flusso ipersonico determinandone le condizioni; infatti, essendo dotata di strumenti per la misura della pressione e del flusso termico nel punto di ristagno, rende possibile l'esecuzione di importantissime misure sperimentali per il flusso ipersonico.

Allo scopo di correlare i risultati sperimentali relativi al flusso termico nel punto di ristagno sono state simulate numericamente le prove così come vengono eseguite nella galleria, a diverse condizioni sperimentali eseguite effettivamente in SCIROCCO durante il periodo di attività della galleria 2001-2004.

Per ciascuna condizione sperimentale è stato simulato il campo aerotermochimico all'interno dell'ugello e il corrispondente campo di moto intorno alla sonda.

In questo capitolo sono descritte le diverse simulazioni numeriche effettuate e sono analizzati e discussi i risultati.

IV.2 Descrizione delle simulazioni numeriche

Le prove condotte nella galleria SCIROCCO, di cui sono state effettuate le simulazioni numeriche, sono 31 di cui 12 relative alla configurazione D (ugello con diametro della sezione di uscita pari ad 1.15 m) e 19 relative alla configurazione F (diametro di uscita 1.95 m).

Per ognuno di questi test, come visto nel paragrafo III.2.1, è stata realizzata un'opportuna griglia di calcolo per discretizzare la geometria dell'ugello, e disponendo delle condizioni termofluidodinamiche caratteristiche della prova all'ingresso di tale ugello (pressione, temperatura, portata e composizione del gas) è stato simulato il campo aerotermochimico.

Le condizioni all'uscita dell'ugello sono state assunte come input di altrettante simulazioni del flusso in camera di prova, per la determinazione del flusso termico nel punto di ristagno.

In tutti i casi il gas è stato modellato come una miscela reagente in quanto, come vedremo, le concentrazioni delle varie specie presenti variano al variare delle condizioni di prova, in particolare le concentrazioni delle specie atomiche (O, N) aumentano all'aumentare dell'entalpia totale specifica del flusso. Tale aspetto è particolarmente importante perché un'aliquota del flusso termico scambiato con la superficie della probe è dovuto alla ricombinazione delle specie dissociate.

I valori del flusso termico ottenuti numericamente sono stati poi confrontati con quelli valutati, nelle stesse condizioni, sperimentalmente e con quelli calcolati con formule semiempiriche.

IV.3 Valutazione dell'incertezza delle misure

Ogni volta che si ha a che fare con prove sperimentali, di qualsiasi tipo, un aspetto fondamentale consiste nell'acquisizione delle misure e nella valutazione della loro incertezza.

Ogni grandezza fisica richiede un determinato strumento per la sua misura, anche molto complesso, che ovviamente non può fornire una misura precisa, ma darà una risposta affetta da un certo errore, che può dipendere da molte cause. È molto utile quindi riportare la banda di incertezza della misura quando si vanno a diagrammare i risultati sperimentali.

Talvolta può essere conveniente riportare tra i risultati non le grandezze direttamente misurate, ma combinazioni di esse. Per riportarne l'incertezza bisogna quindi disporre di un metodo che consenta di determinare la banda di incertezza relativa a tali funzioni a partire dall'errore commesso nelle misure delle singole grandezze.

Questo metodo è detto metodo di propagazione dell'errore e se ne fornisce di seguito una breve descrizione.

È noto che il differenziale totale di una funzione

$$df = \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot dx_i$$

rappresenta la variazione infinitesima di f in corrispondenza delle variazioni infinitesime dx_i . Per variazioni finite Δx_i purché sufficientemente piccole si ottiene

$$\Delta f \cong \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i$$

Se con E_i indichiamo l'errore relativo all'iesima variabile x_i e con E_f l'errore sulla funzione $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ possiamo scrivere

$$E_f = \sum_i \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right| \cdot E_i$$

In questo modo si è tenuto conto degli errori E_i nel modo più conservativo per ottenere l'errore massimo possibile nella misura di f . Questo può essere fatto solo quando gli errori nelle misure delle x_i non possono eventualmente compensarsi, ma si combinano sempre in modo da contribuire ad E_f nello stesso senso, cioè sommandosi con lo stesso segno. Per questo motivo nella sommatoria compare il valore assoluto. Con questa semplice relazione si può quindi valutare l'errore di ogni funzione delle grandezze note che si intenda riportare su grafici.

IV.4 Risultati delle simulazioni

Per spiegare in modo chiaro il lavoro svolto si presentano inizialmente i risultati ottenuti dalla simulazione numerica di in un singolo test realizzato nella galleria SCIROCCO, in modo da evidenziare gli andamenti “tipici” delle varie grandezze termofluidodinamiche.

Consideriamo la prova caratterizzata dalle seguenti condizioni all’ingresso dell’ugello

$$P_0 = 7.2bar$$

$$H_0 = 10 \frac{MJ}{kg}$$

In figura 4.1 è mostrato l’andamento del numero di Mach all’interno dell’ugello.

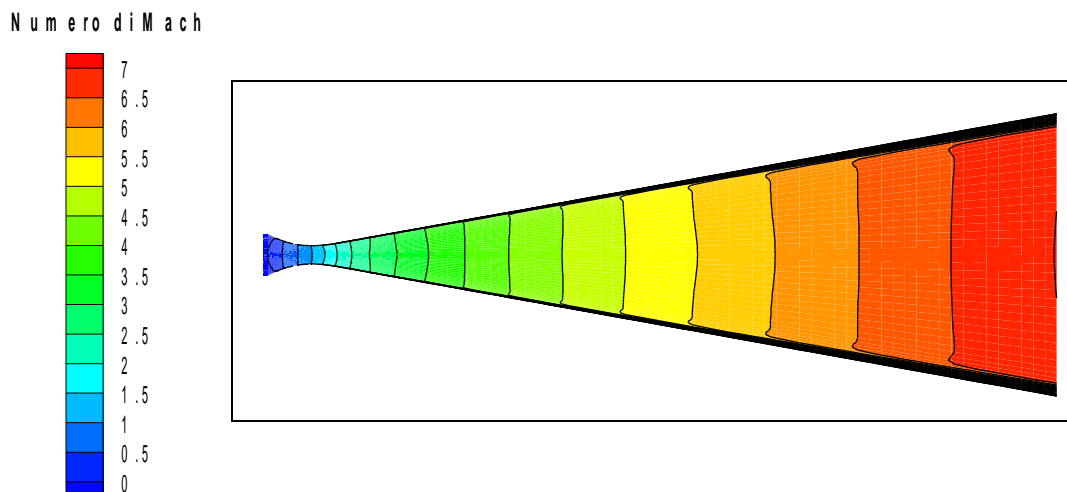


Figura 4.1

Si può notare come, per la configurazione D dell’ugello, il numero di Mach all’uscita dell’ugello sia circa pari a 7.

In figura 4.2 è rappresentato l'andamento della temperatura lungo l'ugello.

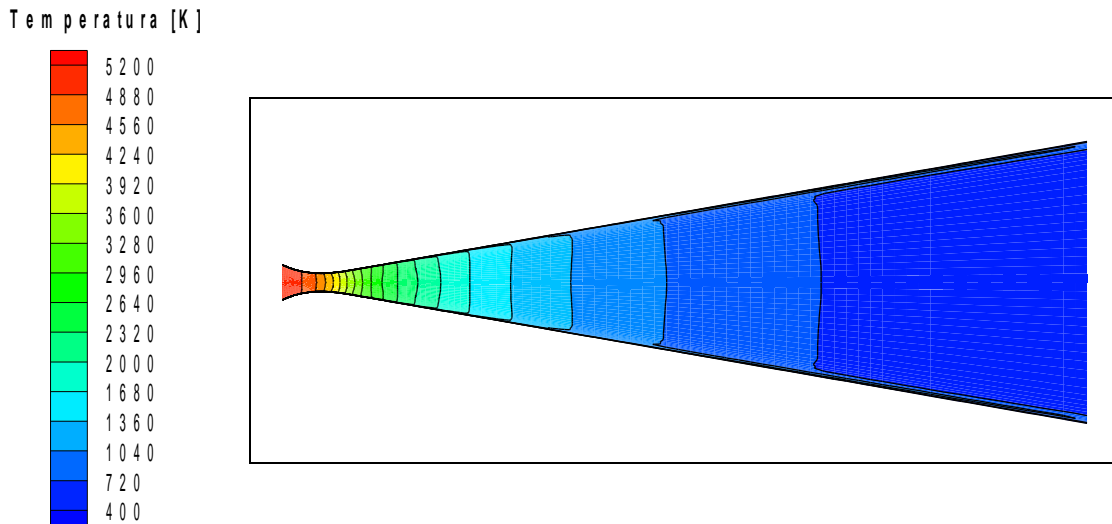


Figura 4.2

Poiché, come si è visto, la composizione chimica del gas, riveste un ruolo molto importante, nelle figure 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 sono riportati i profili lungo l'asse dell'ugello rispettivamente delle frazioni di massa delle specie O_2 , N_2 , O , N , NO . Sull'asse delle ascisse lo zero è in corrispondenza della sezione di gola.

La specie maggiormente dissociata è l'ossigeno, in quanto la sua entalpia di formazione è più bassa di quella dell'azoto ($1.5 \cdot 10^7$ J/Kg contro $3.3 \cdot 10^7$ J/Kg). Inoltre a valle della gola la composizione del gas, a partire da un certo punto non varia più, il flusso è detto "congelato". Ciò avviene a causa dell'elevata velocità del flusso, che fa in modo che le reazioni chimiche non abbiano il tempo di innescarsi.

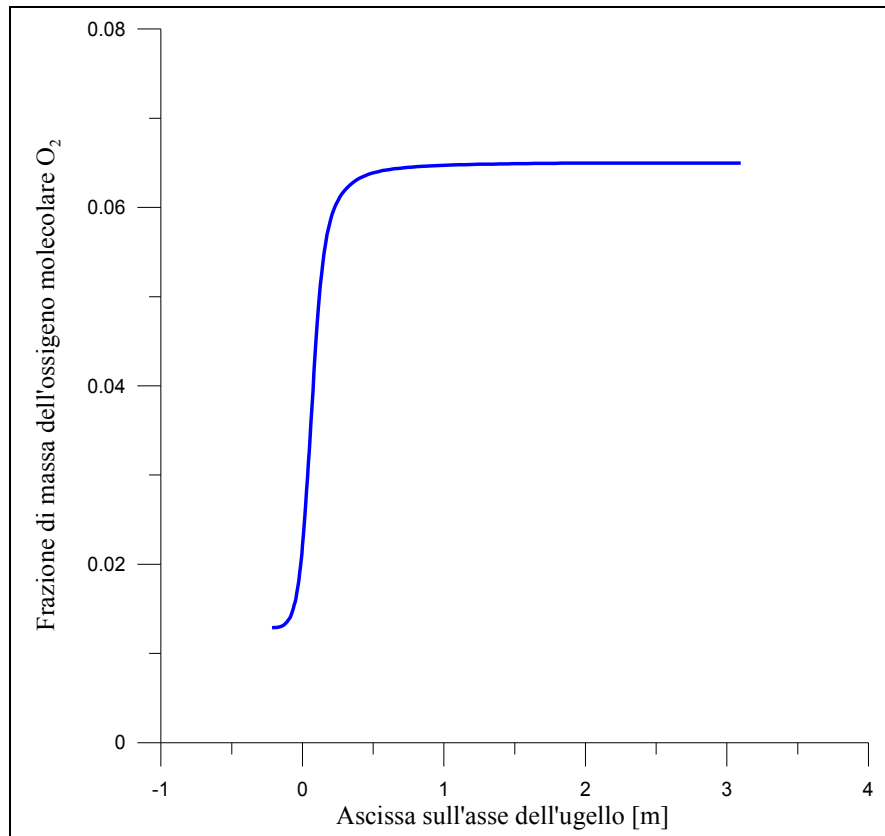


Figura 4.3: Frazione di massa della specie O_2 lungo l'asse dell'ugello

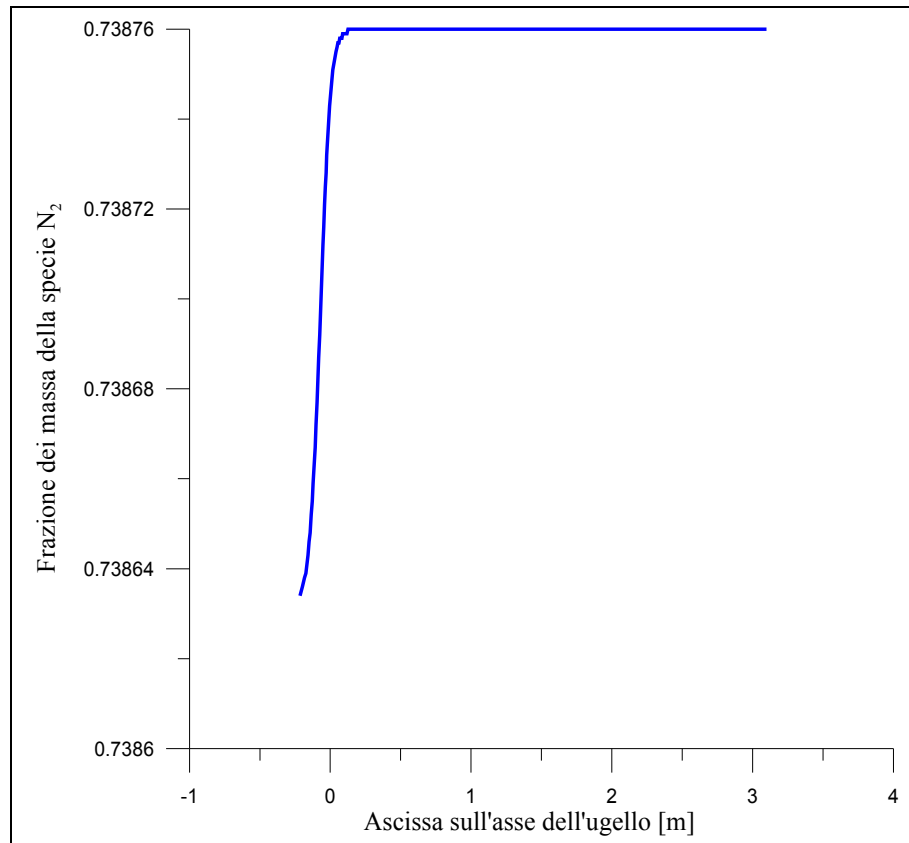


Figura 4.4: Frazione di massa della specie N_2 lungo l'asse dell'ugello

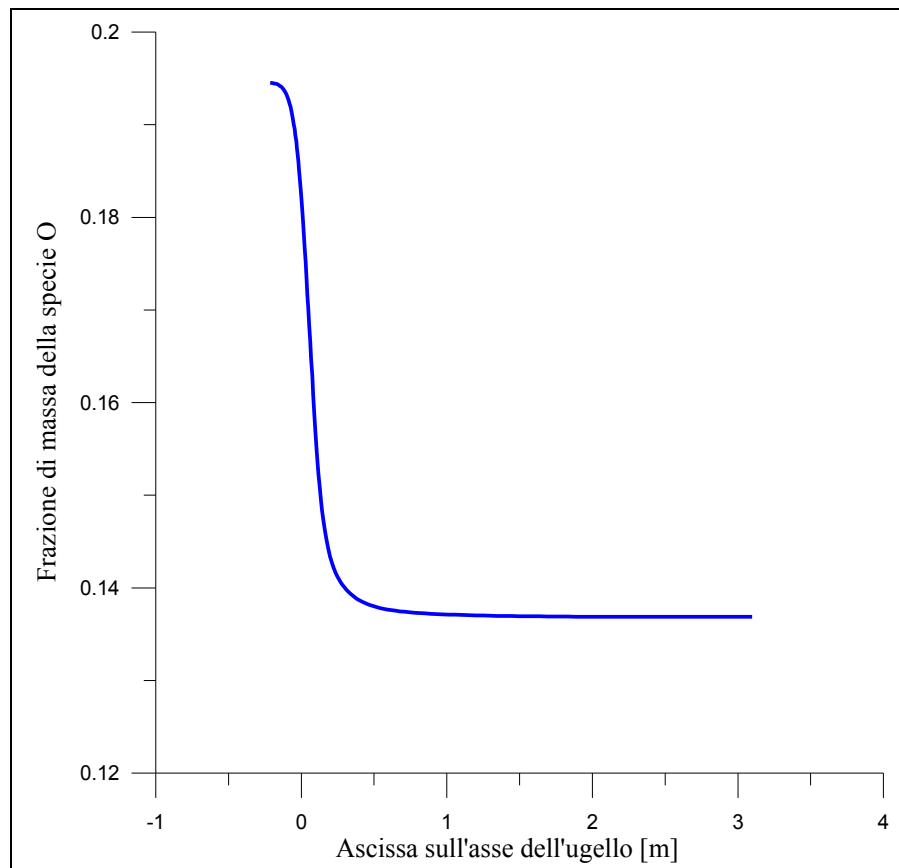


Figura 4.5: Frazione di massa della specie O lungo l'asse dell'ugello

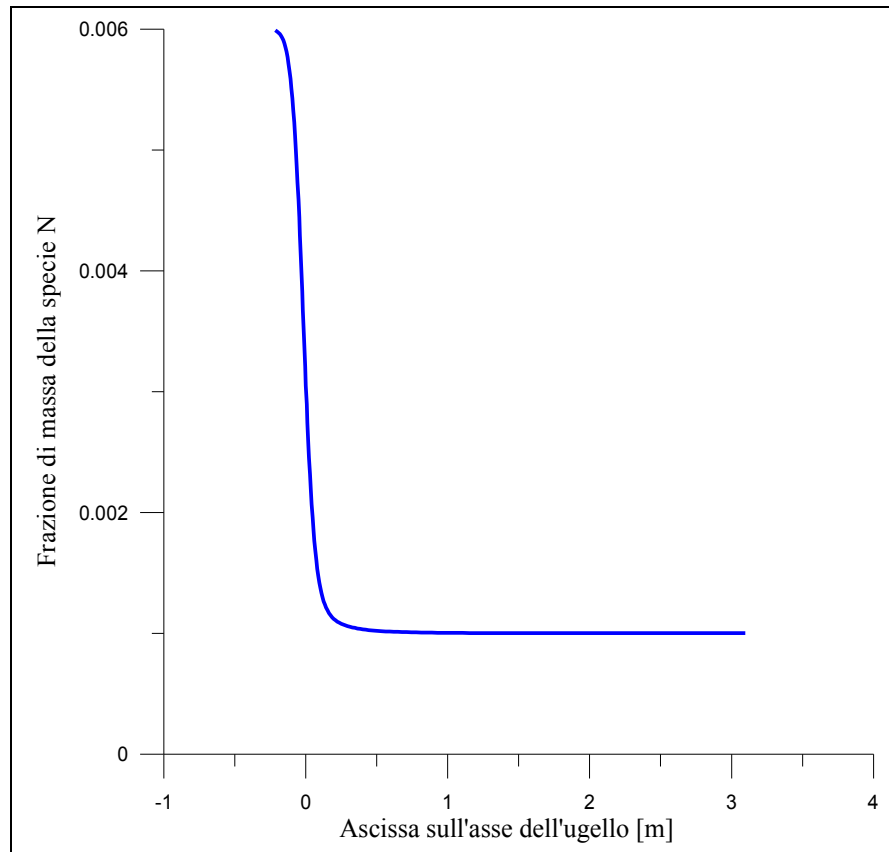


Figura 4.6: Frazione di massa della specie N lungo l'asse dell'ugello

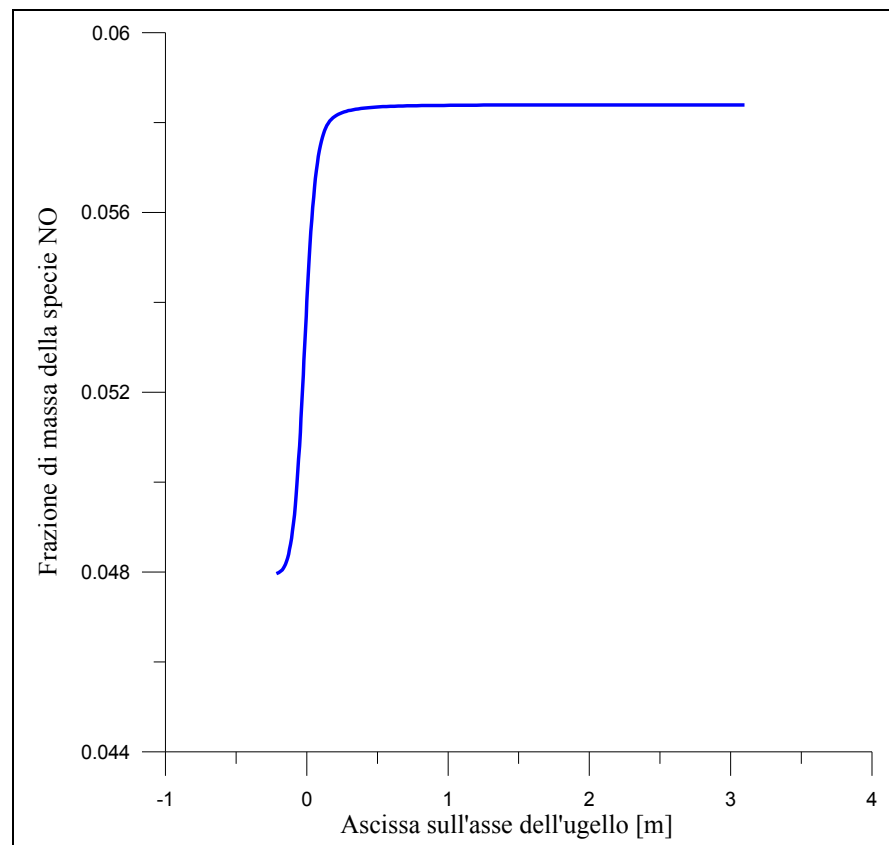


Figura 4.7: Frazione di massa della specie NO lungo l'asse dell'ugello

Come si è detto, le condizioni termofluidodinamiche ottenute dalle simulazioni dell'ugello, sono state utilizzate come condizioni iniziali per il campo aerotermochimico intorno alla probe, come si può vedere dalla figura 4.8.

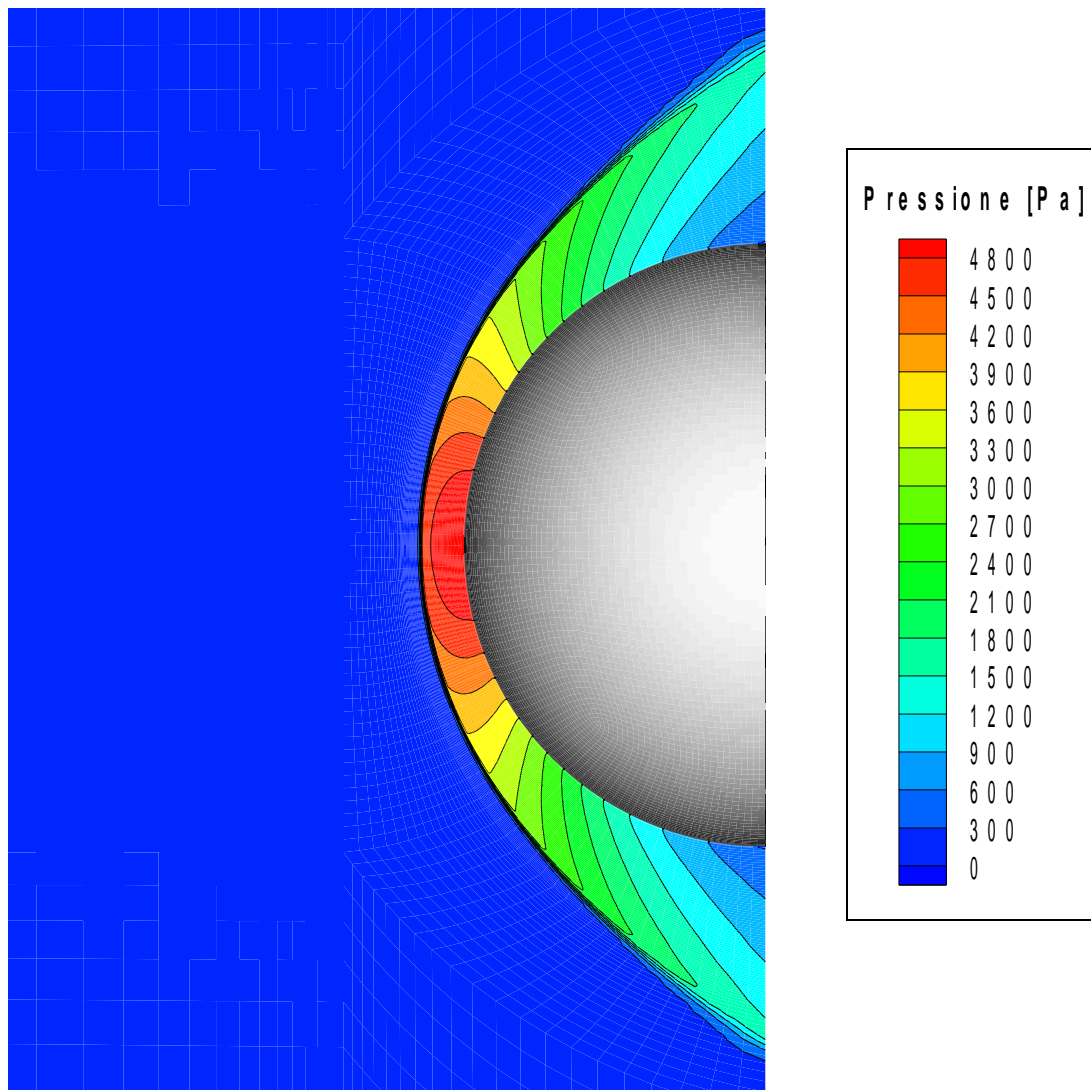


Figura 4.8: Distribuzione della pressione intorno alla probe

Nelle figure 4.9 e 4.10 sono mostrate rispettivamente la distribuzione della temperatura e del numero di Mach intorno al corpo.

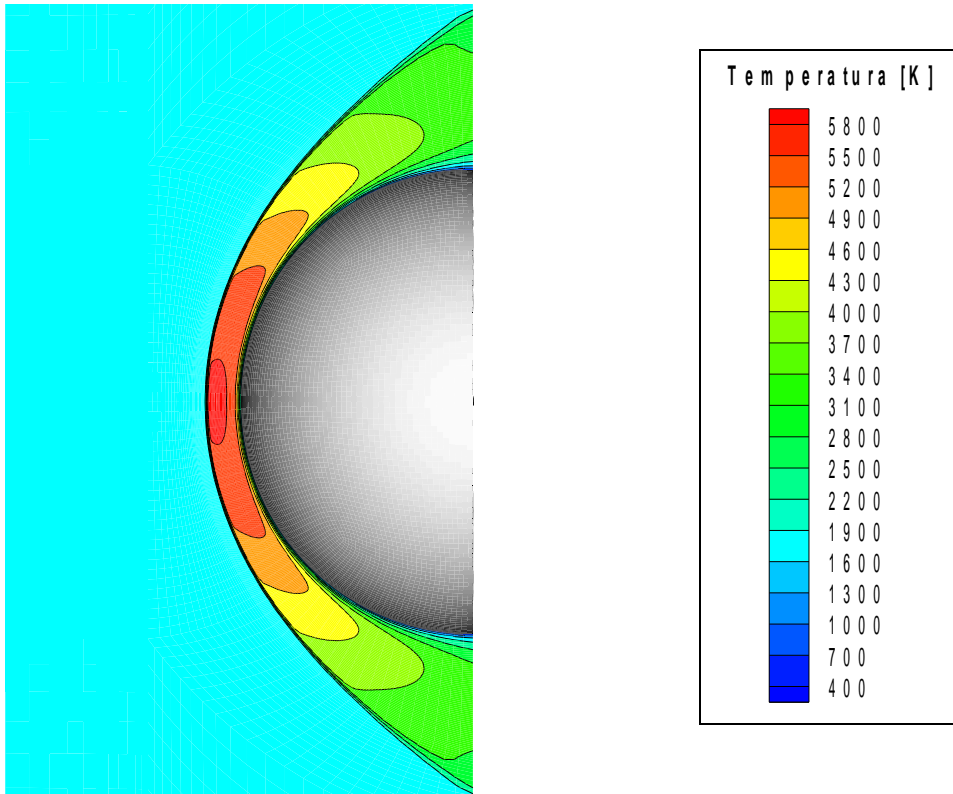


Figura 4.9

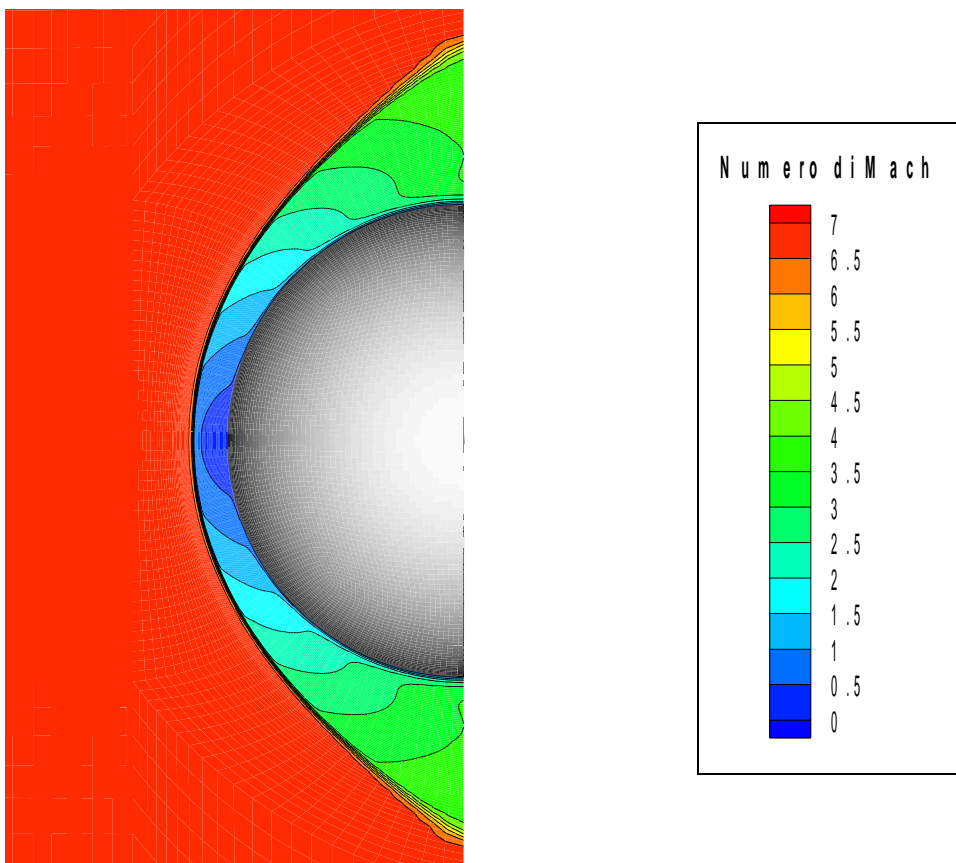


Figura 4.10

Lo scopo principale delle simulazioni numeriche era la valutazione del flusso termico sulla superficie del corpo immerso nel getto di plasma, e in particolare del flusso termico sul punto di ristagno. A tal proposito si riporta in figura 4.11 il profilo di tale flusso termico, diagrammato al variare dell'ascissa lungo l'asse di simmetria.

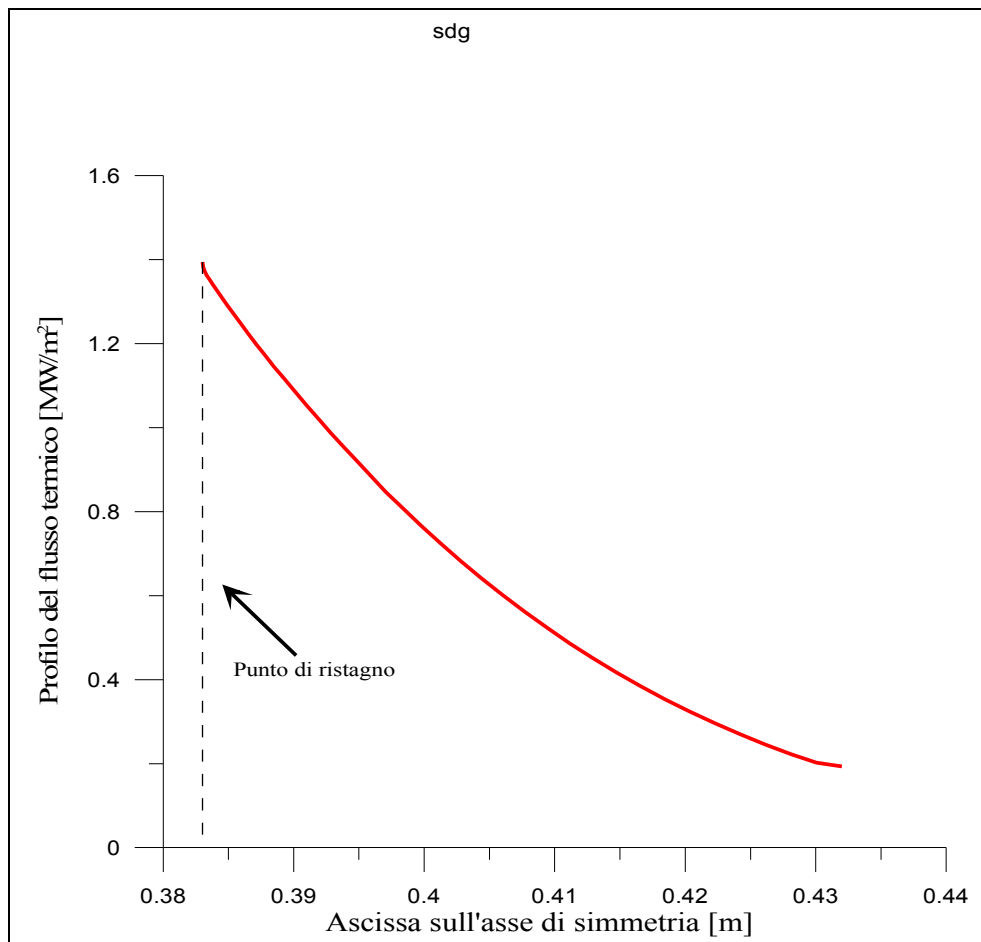


Figura 4.11: Profilo di flusso termico lungo la superficie della probe

In questo caso particolare risulta

$$\dot{q} = 1.39 \frac{M_w}{m^2}$$

dove con \dot{q} si è indicato il flusso termico nel punto di ristagno.

Quanto descritto in questo paragrafo è stato ripetuto per tutte le prove sperimentali condotte in galleria.

In totale sono stati riprodotti 12 test relativi alla configurazione D dell'ugello e 19 test relativi alla configurazione F.

Essendo la probe raffreddata a 320 K, ed essendo in rame, che è notoriamente un metallo con un elevato grado di cataliticità, è stata inizialmente adottata, per tutte le simulazioni numeriche, l'ipotesi di parete completamente catalitica, il che si traduce matematicamente nell'imporre che in corrispondenza della superficie della sonda le specie chimiche raggiungano istantaneamente i valori di concentrazioni di equilibrio, il che si traduce operativamente in condizioni al contorno di specie completamente ricombinate ($C_O=C_N=0$).

In figura 4.12 i valori dei flussi termici così calcolati sono posti a confronto con quelli valutati sperimentalmente. In realtà la grandezza riportata sull'asse delle ordinate non è il flusso termico, ma è il rapporto tra quest'ultimo e la radice quadrata della pressione nel punto di ristagno, cioè il rapporto

$$\frac{\dot{q}}{\sqrt{P_{02}}}$$

che dipende in modo pressoché lineare dall'entalpia totale specifica.

In questo modo è stato possibile ottenere un unico diagramma per tutti i test, eliminando la dipendenza dalla pressione.

Per ciascun risultato sperimentale è stata riportata la barra d'incertezza

tenendo conto della propagazione dell'errore sulla grandezza $\frac{\dot{q}}{\sqrt{P_{02}}}$ a

partire dagli errori sulle grandezze \dot{q} e $\sqrt{P_{02}}$, come evidenziato nel paragrafo IV.2.1.

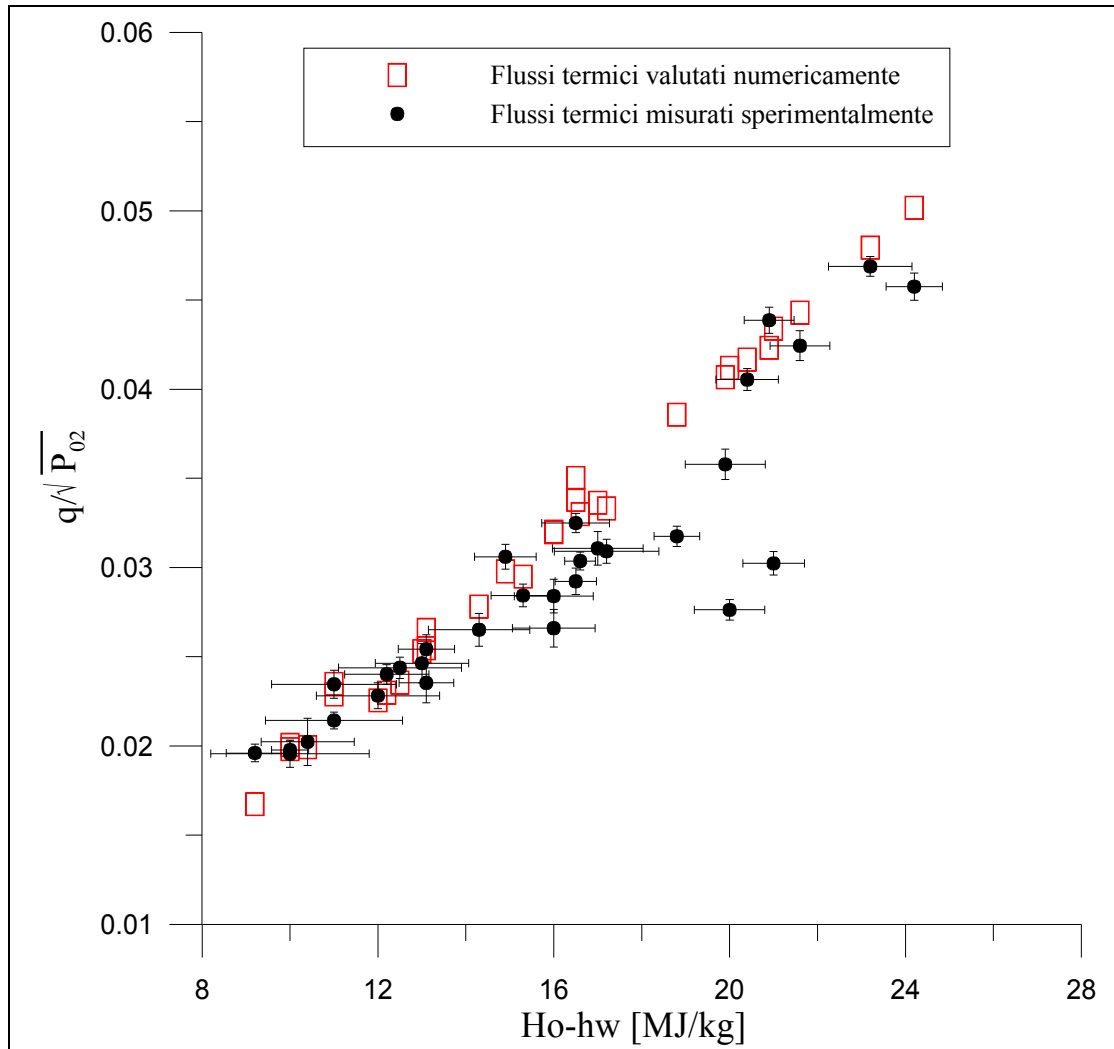


Figura 4.12

Come si può notare dalla figura si ottiene un sufficiente accordo tra i risultati numerici e quelli sperimentali fino a valori dell'entalpia totale di circa $13 \frac{MJ}{kg}$; per valori dell'entalpia maggiori i risultati numerici sovrastimano quelli sperimentali. Lo scarto maggiore fra i risultati

numerici e quelli sperimentali si ottiene in corrispondenza di valori dell'entalpia totale specifica di 20 MJ/Kg.

Per alcune condizioni corrispondenti a valori dell'entalpia ad entalpia relativamente bassa, media ed elevata, sono state anche condotte delle simulazioni numeriche con l'ipotesi di parete non catalitica; in tali condizioni il flusso diffusivo di specie chimiche è nullo in prossimità

della parete, quindi $\frac{\partial C_i}{\partial n} = 0$. Essendo possibile suddividere il flusso termico a parete in due contributi principali:

$$\dot{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} - \rho \sum_i D_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial n}$$

Nel caso di parete non catalitica mancherebbe quindi il secondo termine al flusso termico, il quale risulta significativamente inferiore al flusso termico a parete completamente catalitica.

I risultati sono riportati in figura 4.13.

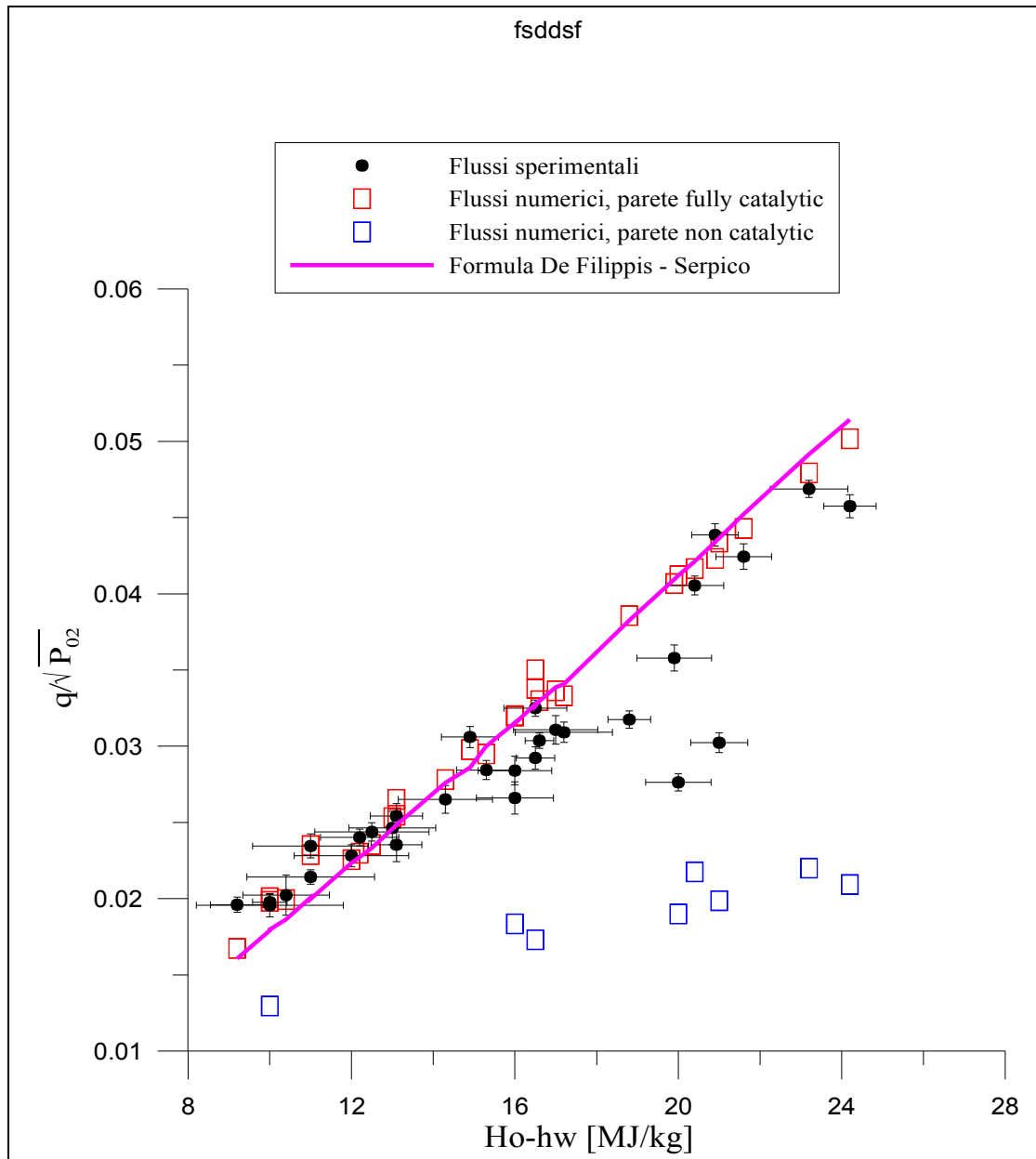


Figura 4.13

Dalla figura si nota come i flussi termici misurati sperimentalmente siano compresi tra quelli calcolati numericamente nell'ipotesi di parete “fully catalytic” e “non catalytic”.

Va sottolineato che le condizioni di parete completamente catalitica e non catalitica rappresentano casi estremi ideali, avendo la superficie del corpo un valore finito della cataliticit  superficiale.

Dall'esame della figura 4.13 si evince anche che la differenza dei valori del flusso termico, tra i due casi di parete completamente catalitica e non catalitica aumenta con l'entalpia totale specifica. Ciò può essere spiegato dal fatto che, al crescere dell'entalpia totale, aumentano i valori delle concentrazioni delle specie dissociate, a cui corrisponde un'aliquota sempre maggiore di entalpia chimica. Tale contributo al flusso termico è presente solo quando si suppone che le specie atomiche possano ricombinare completamente, cioè nel caso in cui si adotta l'ipotesi di parete catalitica.

IV.5 Confronti tra risultati numerici, sperimentali e formule semiempiriche

Il valore del flusso termico nel punto di ristagno può essere stimato con diverse formule semiempiriche.

Nella presente tesi di laurea è stata presa in considerazione la formula De Filippis – Serpico^{*}.

Essa è stata ottenuta a partire dalla formula di Fay – Riddel[×] sulla base di un'ampia indagine parametrica alle condizioni del tunnel SCIROCCO.

Il flusso termico nel punto di ristagno è funzione dell'entalpia totale specifica, della pressione nel punto di ristagno e del raggio di curvatura del corpo.

La formula ha la seguente espressione:

$$\dot{q} = 90 \cdot \sqrt{\frac{P_{02}}{R_n}} \cdot (H_0 - h_w)^{1.17} \quad (4.1)$$

dove:

- \dot{q} è il flusso termico espresso in $\frac{W}{cm^2}$;
- P_{02} è la pressione di ristagno a valle dell'onda d'urto espressa in atmosfere;
- R_n è il raggio di curvatura espresso in cm;

^{*} F. De Filippis, M. Serpico *Air High-Enthalpy Stagnation Point Heat Flux Calculation* Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 12, No 4, pp. 608-611, October-December 1998.

[×] J.D. Anderson, *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, pag. 634

- H_0 è l'entalpia totale specifica espressa in $\frac{MJ}{kg}$;
- h_w è l'entalpia di parete espressa in $\frac{MJ}{kg}$.

Nell'ipotesi di gas più che perfetto ($C_p = \text{cost}$), la (4.1) può essere espressa nella forma

$$\dot{q} = h \cdot (H - C_p T_w)^a$$

dove:

$$h = 90 \cdot \sqrt{\frac{P_{02}}{R_n}}$$

$$H = H_0$$

$$a = 1.17$$

In corrispondenza di ogni prova sperimentale è stato quindi valutato il flusso termico anche con la formula di De Filippis – Serpico. In figura 4.14 sono riportati i risultati ottenuti con tale formulazione, insieme a quelli ottenuti numericamente e a quelli sperimentali.

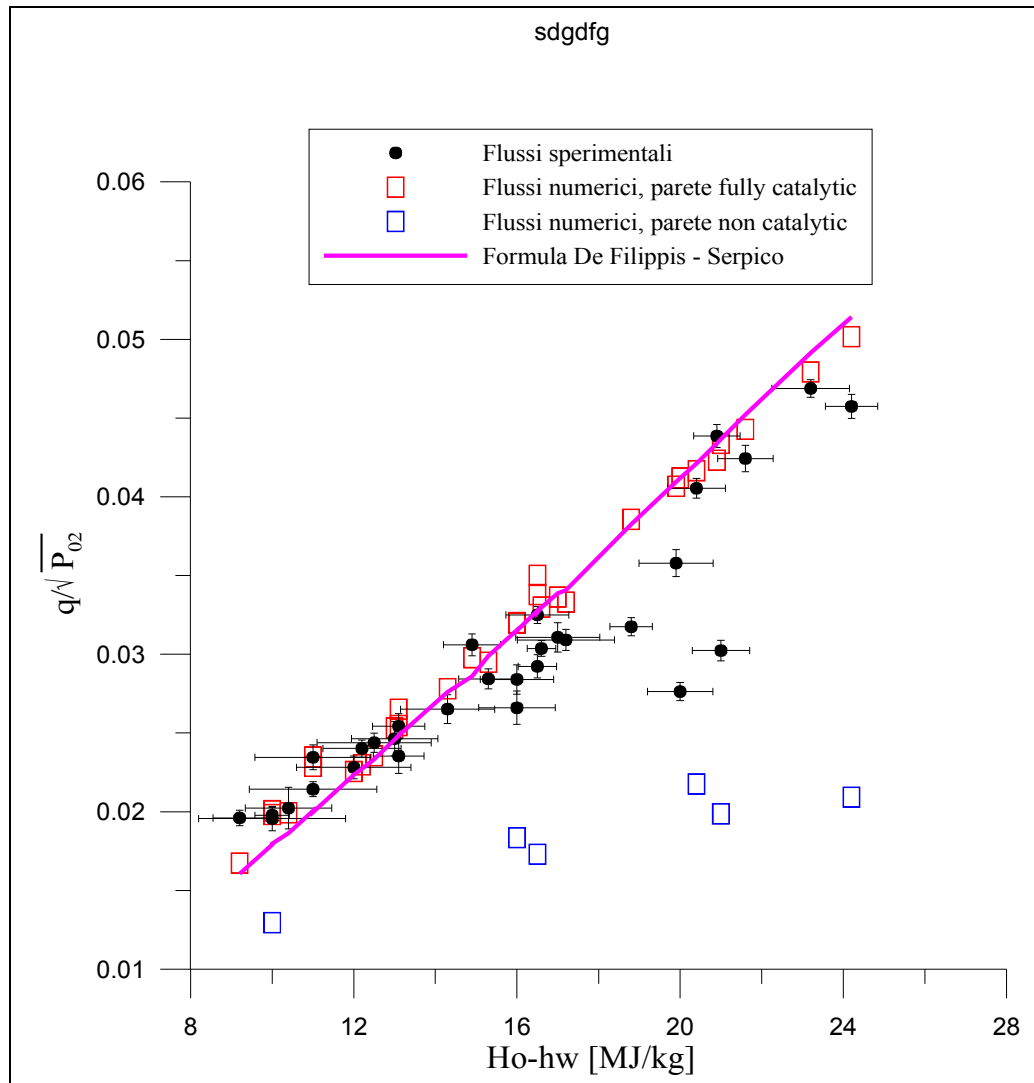


Figura 4.14

La figura 4.14 mostra un ottimo accordo tra i risultati numerici numerici ottenuti nell'ipotesi di parete completamente catalitica e la curva relativa alla formula di De Filippis – Serpico. Sia i flussi calcolati numericamente che quelli predetti con la formula (4.1) sono abbastanza prossimi a quelli sperimentali ad entalpie relativamente basse, mentre cominciano a discostarsi man mano che l'entalpia cresce. Inoltre, ci sono anche alcuni punti sperimentali nell'ntorno di $H_0-h_w=20$ MJ/Kg che si discostano significativamente da quelli numerici e dalla curva ottenuta con la (4.1).

IV.6 Effetti della cataliticità superficiale

Per avere una giustificazione di quanto visto si è studiato l'effetto della cataliticità superficiale parziale della superficie della probe, che come detto è in rame.

Sono state infatti considerate le costanti di cataliticità superficiale del rame

$$K_{wO} = 22 \frac{m}{s}$$

$$K_{wN} = 10 \frac{m}{s}$$

e sono state effettuate due simulazioni numeriche, a valori di entalpia totale specifica di 16 e 24 MJ/kg, assegnando come condizione al contorno sul corpo non più la condizione fully catalytic, ovvero la condizione che le specie dissociate riassocino completamente al contatto con la parete, ma la cataliticità parziale del rame.

Quello che si è ottenuto, e che può essere visto dalla figura 4.15, è che il flusso termico così calcolato risulta molto vicino a quello calcolato in condizioni di parete completamente catalitica. Ciò ha fisicamente senso in quanto il rame è un materiale molto catalitico, che può essere spesso, a maggior ragione se raffreddato, approssimato come completamente catalitico.

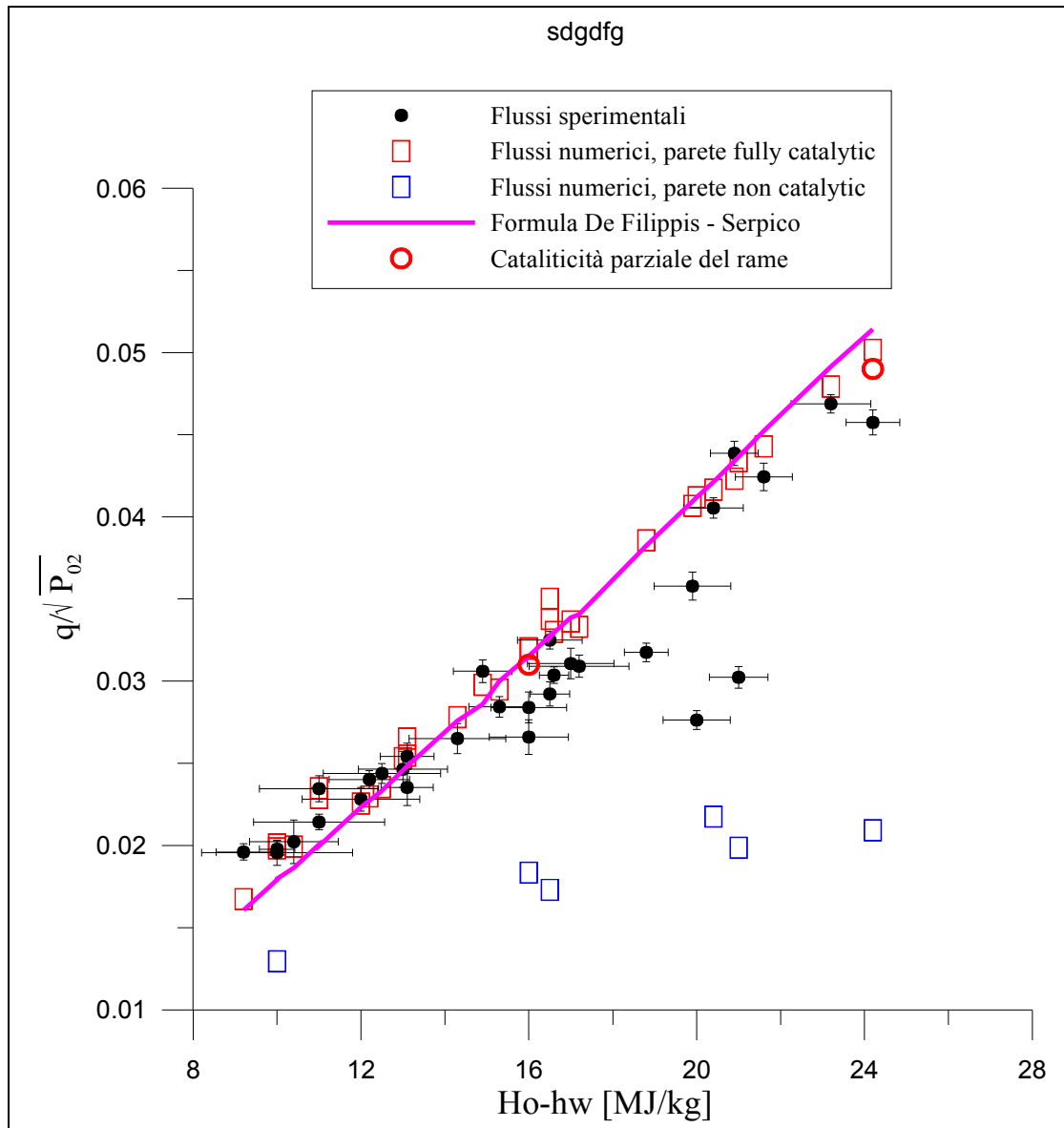


Figura 4.15

Considerando però che la costante di cataliticità parziale del rame rispetto all'ossigeno diminuisce di molto (circa del 75 %) quando esso è ossidato, passa cioè da 22 m/s a circa 5 m/s, è immediato intuire che il flusso termico nel punto di ristagno risulterebbe abbastanza inferiore se fosse adottata questa costante nelle condizioni al contorno. Sono quindi state effettuate alcune simulazioni numeriche imponendo alla parete della sonda la costante di cataliticità del rame ossidato. In figura 4.16 sono rappresentati anche questi punti.

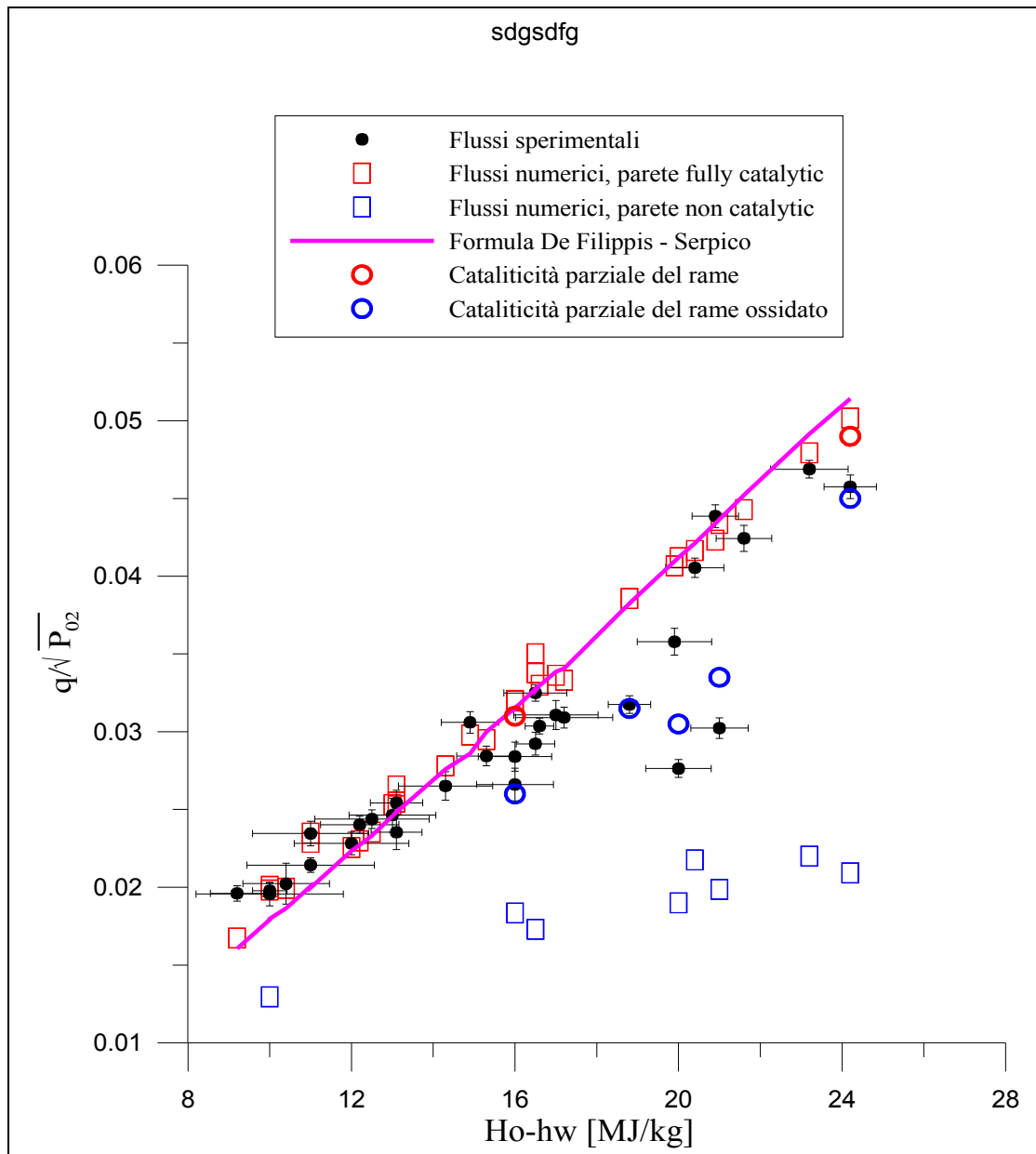


Figura 4.16

Quello che si può notare è l'ottimo accordo di questi punti con quelli sperimentali.

Ciò suggerisce quindi che ai fini della valutazione del flusso termico su un corpo in regime ipersonico la chimica gioca un ruolo importantissimo, e con essa la cataliticità superficiale del corpo. Tale cataliticità

superficiale, inoltre, è sensibile all'ossidazione del corpo in maniera non trascurabile.

Particolare attenzione è stata posta allo studio dei diversi effetti sul flusso termico da parte delle due specie, e quindi alla verifica dell'importanza di distinguere la cataliticità delle due specie atomiche (N ed O), in particolare ad elevate entalpie. A tale scopo sono state fatte quattro simulazioni, due ad una condizione di entalpia pari a 20 [MJ/kg], ed altre due a 24 [MJ/kg], tenendo costante il valore di cataliticità rispetto all'ossigeno e facendo variare il grado di cataliticità rispetto all'azoto.

E' quindi stato considerato il parametro γ_w , definito come il rapporto tra il numero di atomi che impattano la superficie e ricombinano, e il numero di atomi totali che impattano. La seguente figura 4.17 riassume quanto sopra detto.

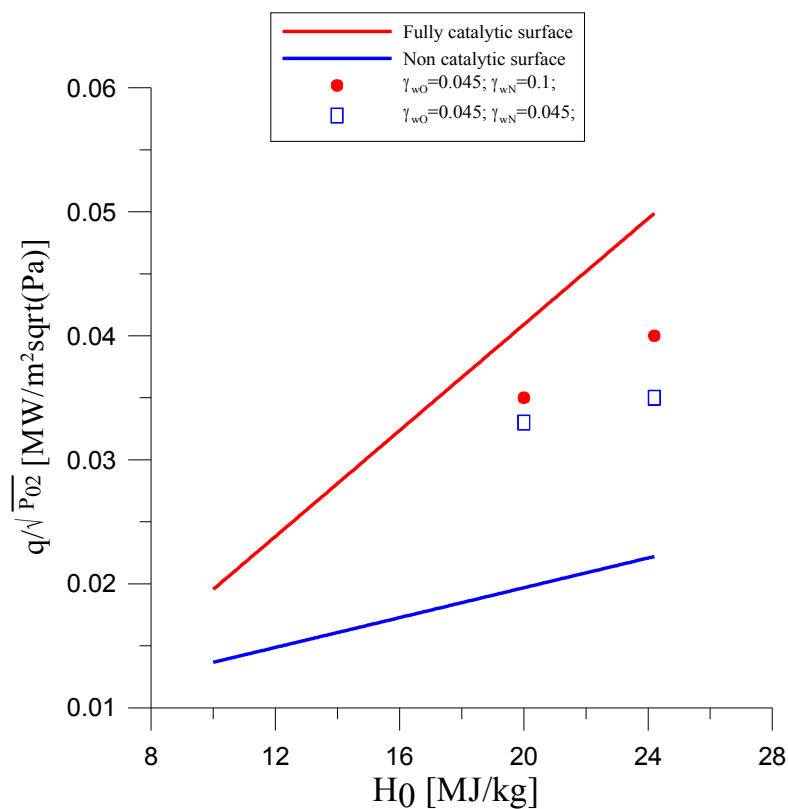


Figura 4.17

I risultati mostrano come ad elevati valori di entalpia la differenza in termini di flusso termico sia più elevata. Siccome il rame è più catalitico

rispetto all'azoto che rispetto all'ossigeno, e siccome – mentre l'ossigeno è quasi sempre completamente dissociato per i valori di entalpia dell'involuppo operativo di SCIROCCO – l'azoto risulta essere quasi completamente ricombinato a basse entalpie, per poi dissociare via via che cresce l'entalpia (fig 4.18), si giustifica il riavvicinamento dei punti sperimentali alla retta e ai punti relativi alla condizione di parete completamente catalitica.

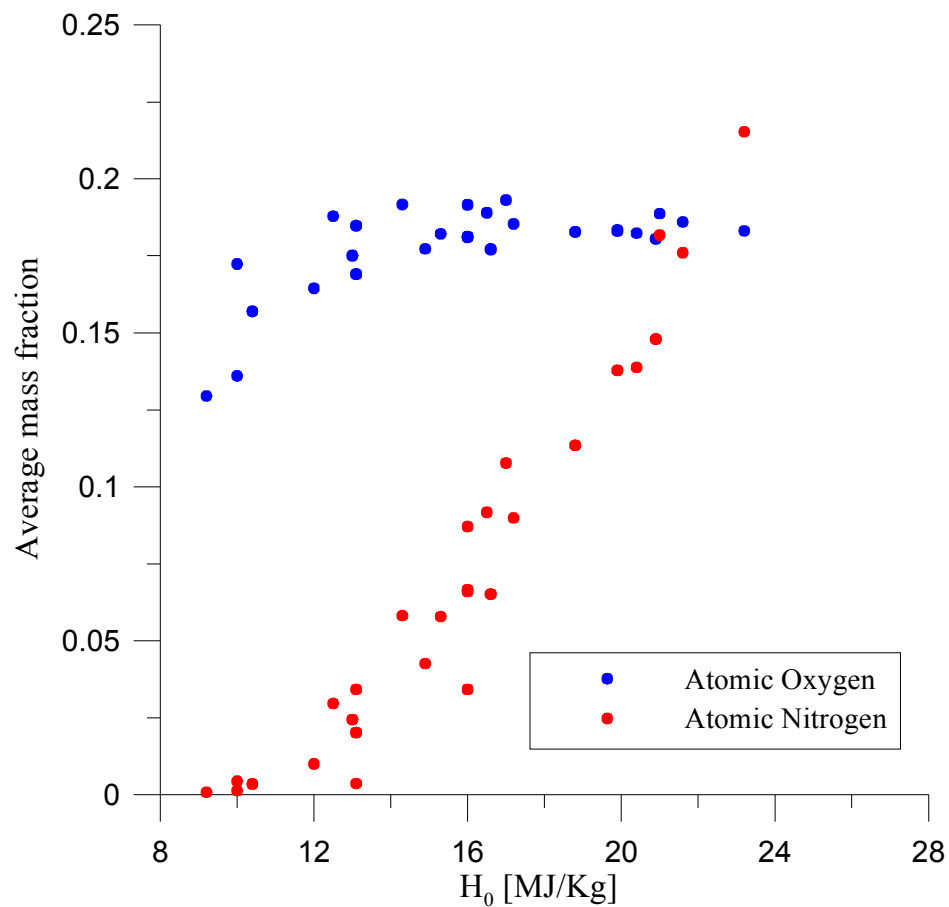


Figura 4.18

IV.7 Formule ingegneristiche per la stima dei flussi termici

Una formula ingegneristica (De Filippis, Serpico 1998) è stata ottenuta dalle Fay-Riddel tramite la correlazione di un elevato numero di simulazioni numeriche, sotto l'assunzione di parete completamente catalitica e $h_w \ll H_0$. Tale formula si esprime come segue:

$$\dot{q} = 2.75 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{\frac{P_{02}}{R}} \cdot H_0^{1.17}$$

Come abbiamo visto il confronto tra i risultati numerici (parete completamente catalitica) e la formula ingegneristica evidenzia un buon accordo per tutte le condizioni di SCIROCCO prese in considerazione (figura 4.19).

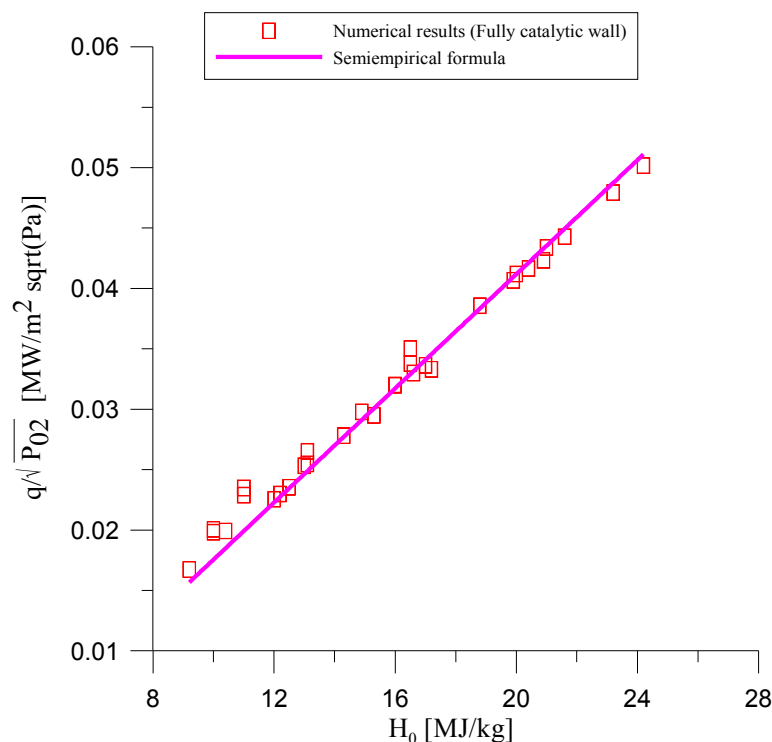


Figura 4.19

Siccome questo tipo di formule rappresentano uno strumento estremamente efficace per una valutazione ingegneristica immediata dei carichi termici in regime ipersonico, per una parete parzialmente catalitica è stata ipotizzata un'estensione della formula:

$$\dot{q} = 2.75 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{\frac{P_{02}}{R}} \cdot H_0^{1.17} \cdot \left[1 + \sum_i (\varphi_i - 1) C_i \frac{(\Delta h_i)_f}{H_0} \right]$$

Seguendo Goulard (1958) il parametro φ è una funzione di K_w e di p_{02} . Un best fit di parecchi dati è il seguente:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \frac{a}{K_w \sqrt{P_{02}}}}$$

Diversi confronti sono stati fatti per la validazione di tale formula. In figura 4.20 vengono riportati i confronti tra simulazioni CFD e dati ricavati tramite la formula ingegneristica per tre diverse condizioni della galleria SPES dell'Università degli Studi di Napoli Federico II, a condizioni di cataliticità totale, nulla e a tanti gradi di cataliticità parziale. Le condizioni di galleria sono riportate in tabella 4.1.

	1	2	3
H_0 [MJ/Kg]	5	8.5	12
P_∞ [Pa]	47	62	120
α_N	0.1	0.17	0.24
[Kg/m ³]	0.001	0.001	0.001
M	3.5	3.5	3.5
P_{02} [Pa]	810	1047	2000

Tabelle 4.1

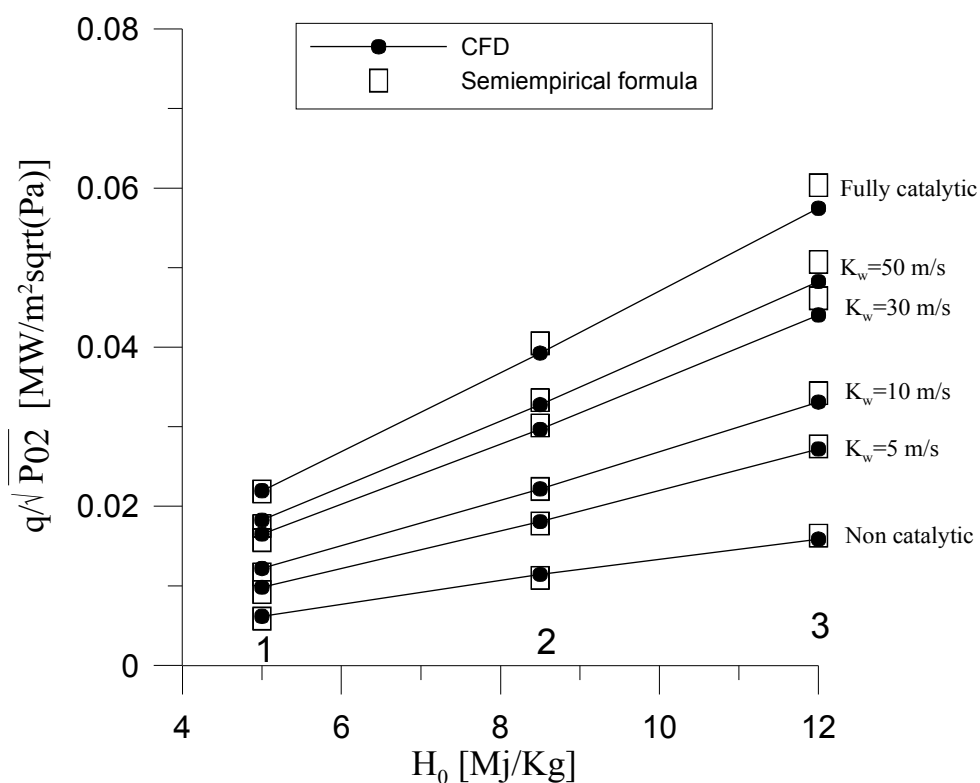


Figura 4.20

Alcuni confronti sono stati fatti anche per una miscela di aria, relativi alla galleria SCIROCCO, facendo variare tutti i parametri in gioco (raggio di curvatura, condizioni di galleria, grado di cataliticità), e i risultati sono riportati in figura 4.21, le condizioni in tabella 4.2.

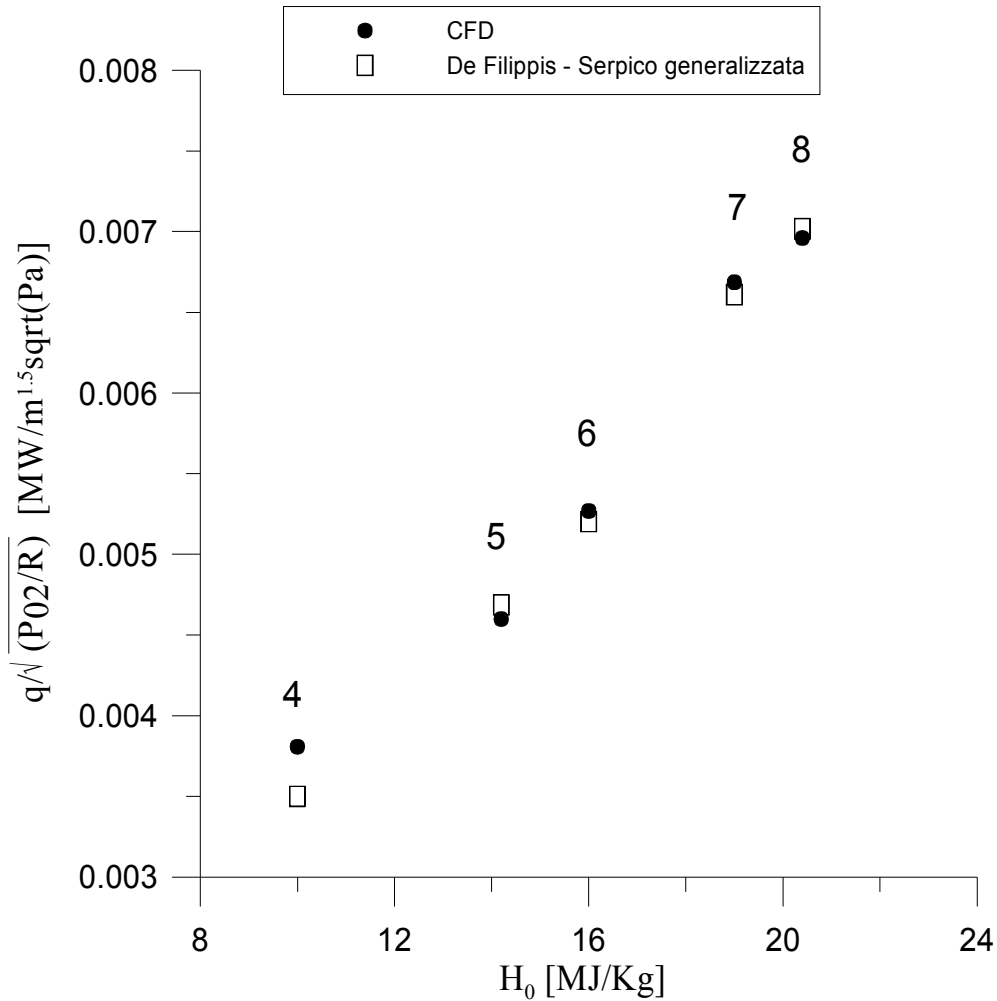


Figura 4.21

	4	5	6	7	8
P_{02} [Pa]	2152	1847	1068	1720	1536
H_0 [KJ/Kg]	10	14.2	16	19	20.4
α_O	0.145	0.204	0.2	0.196	0.191
α_N	0.00145	0.0644	0.09	0.127	0.155
K_{wO} [m/s]	5	5	5	5	5
K_{wN} [m/s]	10	10	5	10	10
R [cm]	5	2.5	5	5	5

Quello che si può immediatamente notare, e che rappresenta un risultato importante, è che in ogni condizione possibile la formula ingegneristica e i risultati CFD sono sempre in ottimo accordo.

Infine si vuole mostrare, mediante i due grafici di figura 4.22 e 4.23 che il parametro di cataliticità superficiale dipende dalla pressione a parete.

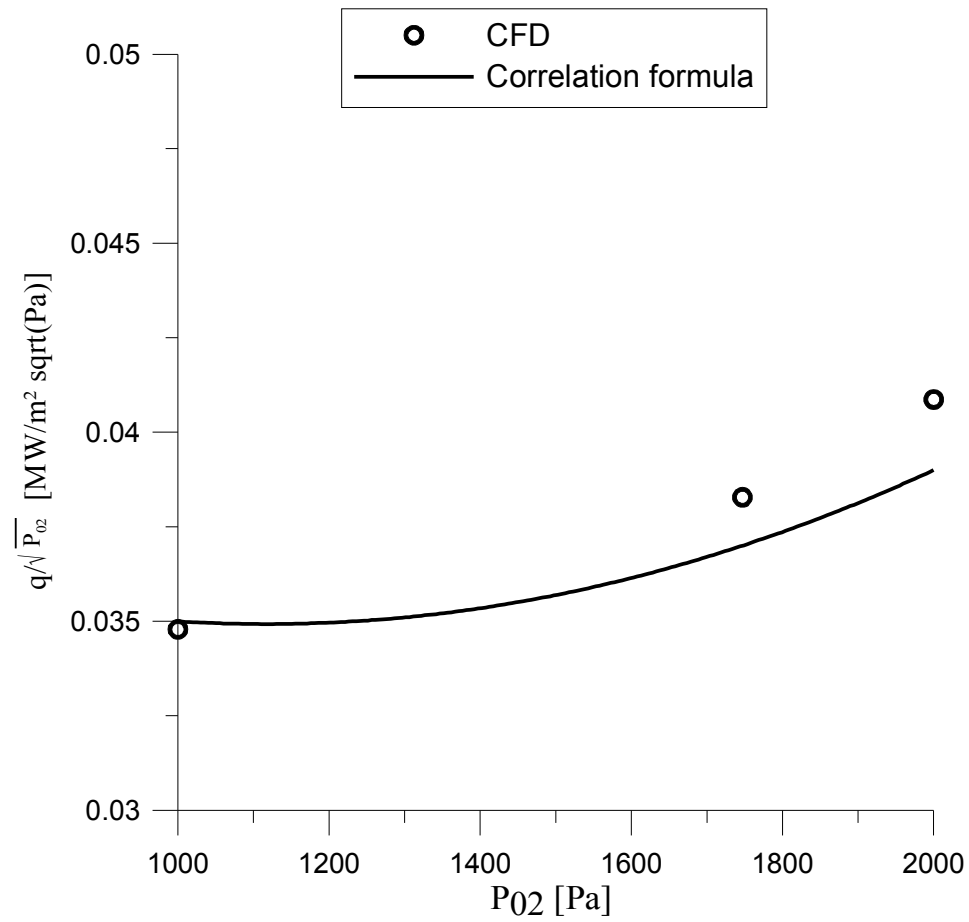


Figura 4.22

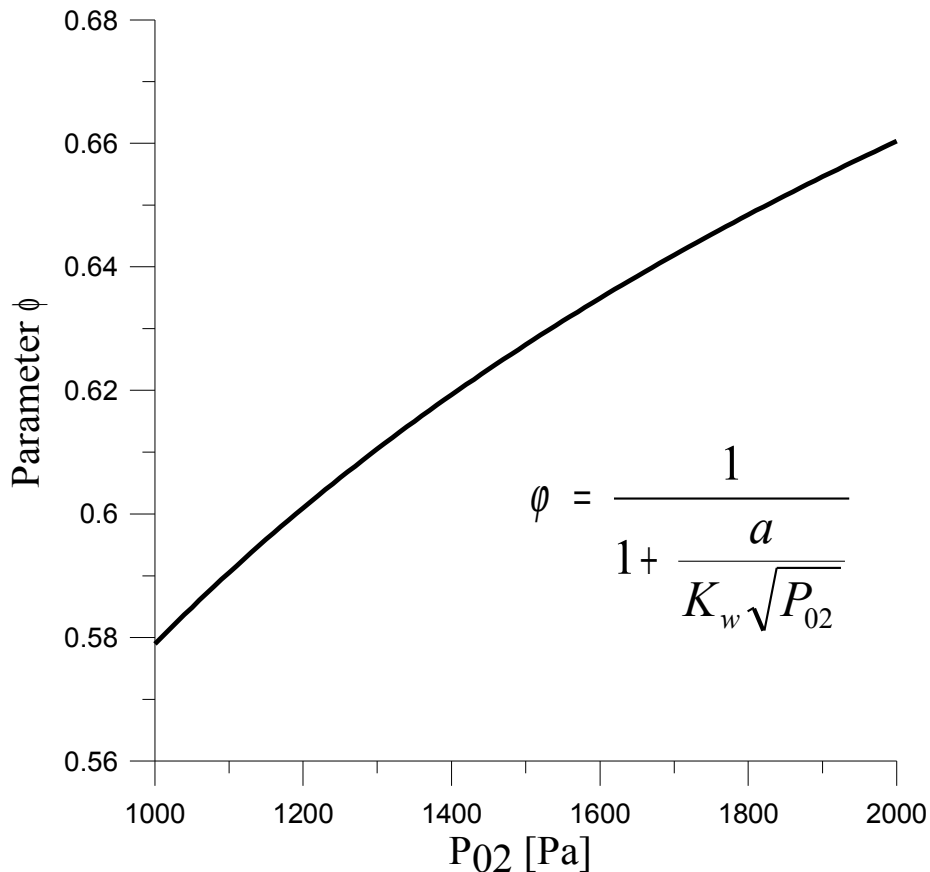


Figura 4.23

I grafici riportano rispettivamente il rapporto tra il flusso termico e la radice della pressione nel punto di ristagno e il parametro ϕ in funzione della pressione, alle seguenti condizioni:

$H_0 = 20$ MJ/Kg; $R = 5$ cm

$\gamma_{wO} = 0.045$; $CN = 0.15$;

$\gamma_{wN} = 0.1$; $CO = 0.2$;

Se la cataliticità superficiale fosse indipendente dalla pressione sulla parete avremmo dovuto avere nel grafico di figura 4.22 una retta orizzontale; quello che otteniamo è invece un andamento crescente.

L'andamento del parametro ϕ si può poi chiaramente vedere in figura 4.23.

Questo fatto è una verifica del fatto che la cataliticità non è indipendente dalla pressione sulla parete.

CAPITOLO 5

V.1 Introduzione

La galleria ipersonica SCIROCCO del CIRA (Centro Italiano Ricerche Aerospaziali), come menzionato in precedenza, è in grado di riprodurre un getto ipersonico con un diametro massimo raggiungibile di circa due metri, con un'entalpia totale specifica massima di 45 [MJ/kg] e una pressione totale massima di 17 [bar].

Durante un tipico test nella galleria SCIROCCO, prima dell'inserzione del modello che si intende testare nel flusso di plasma, vengono eseguite misure di flusso termico tramite una sonda semisferica in rame e raffreddata, di diametro 10 cm, strumentata con sensori gardon gauge nel punto di ristagno e lungo la superficie semisferica.

Nel presente lavoro di dottorato un calorimetro ad acqua è stato dimensionato, progettato e realizzato, caratterizzato da errori di misura più piccoli di ogni altro tipo di sensore, in quanto il flusso termico viene misurato in maniera quasi diretta, senza ricorrere a complessi algoritmi, modelli teorici o curve di calibrazione. L'attuale scenario per quanto riguarda questo tipo di sensori è rappresentato sinteticamente in figura 5.1.

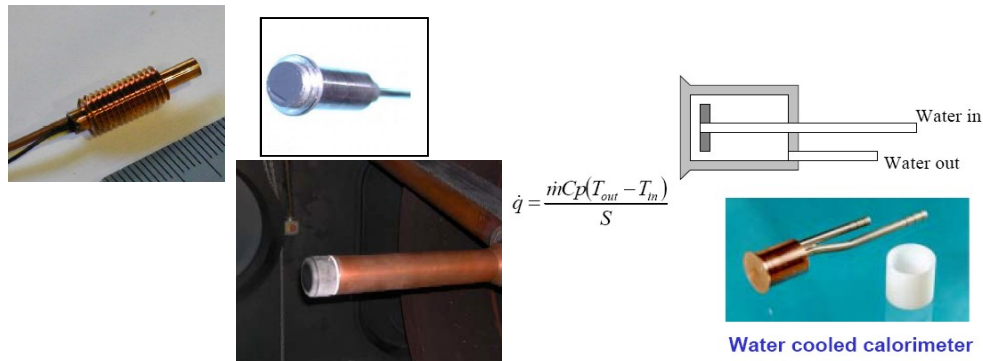


Figura 5.1

Vengono adoperati, per la misura di flusso termico, Gardon Gauges, Heat Flux Microsensors, pareti in SiC (pareti calde) e sonde calorimetriche. Quest'ultimo caso è, come detto, oggetto del presente lavoro di dottorato. Nel caso specifico descritto in questo capitolo, una grande superficie sensibile permette un significativo incremento della differenza di temperatura tra l'acqua in ingresso e l'acqua in uscita, migliorando in tal modo la precisione dello strumento. In aggiunta, come vedremo, il valore del diametro della sonda (10 cm) è sufficiente a garantire l'uniformità di flusso termico sulla superficie piatta sensibile del calorimetro vero e proprio ($\varphi=2.5$ cm).

V.2 Criteri per il dimensionamento del calorimetro

Le condizioni aerotermodinamiche di rientro sono state calcolate relativamente alle condizioni più critiche¹ risultanti in un flusso termico di ristagno di circa 3 [MW/m²] per una parete completamente catalitica. Queste condizioni dovranno essere simulate nella camera di prova della galleria SCIROCCO. Il misuratore di flusso termico è da dimensionare alla condizioni aerotermodinamiche della galleria corrispondenti ad un flusso termico nel punto di ristagno pari a 3 [MW/m²] su una sfera di 10 cm di diametro.

Sono state eseguite valutazioni in maniera iterativa tramite CFD per trovare la distribuzione di flusso termico (parete fredda e completamente catalitica) su una sfera ($\phi=5$ [cm]) variando le condizioni all'interno dell'involuppo operativo della galleria fino a trovare quelle per le quali si ottiene un flusso termico di ristagno pari a 3 [MW/m²].

Un'indagine preliminare è stata fatta per identificare, in una primissima approssimazione, i valori di H_0 , V_∞ e ρ_∞ in camera di prova usando una formula ingegneristica e assumendo valori di queste grandezze compatibili con l'involuppo operativo dell'impianto. La formula usata, per questo primo tentativo, è la formula di Tauber che, per condizioni ipersoniche, risulta:

$$\dot{q}_o = k \sqrt{\frac{\rho_\infty}{R}} V_\infty H_o$$

¹R. Monti, D. Paterna: A low risk reentry: looking backward to step forward, Aerospace Science and Technology 10 (2006) 156-167

Dove $k = 3.66 \cdot 10^{-4}$ e tutte le altre grandezze sono espresse nel sistema MKS (il flusso termico in $[W/m^2]$)². Le analisi CFD sono quindi state fatte prendendo in considerazione le reali condizioni in camera di prova di SCIROCCO a valle della configurazione dell'ugello a maggiore sezione di uscita con valori variabili di H_o e della pressione totale (P_o) all'arco elettrico. Tale configurazione dell'ugello ha un diametro della sezione di uscita di 1.95 [m] e un rapporto *sezione di uscita – sezione di gola* di 676, la temperatura della superficie del modello è assunta essere costante ed uguale a 320 [K].

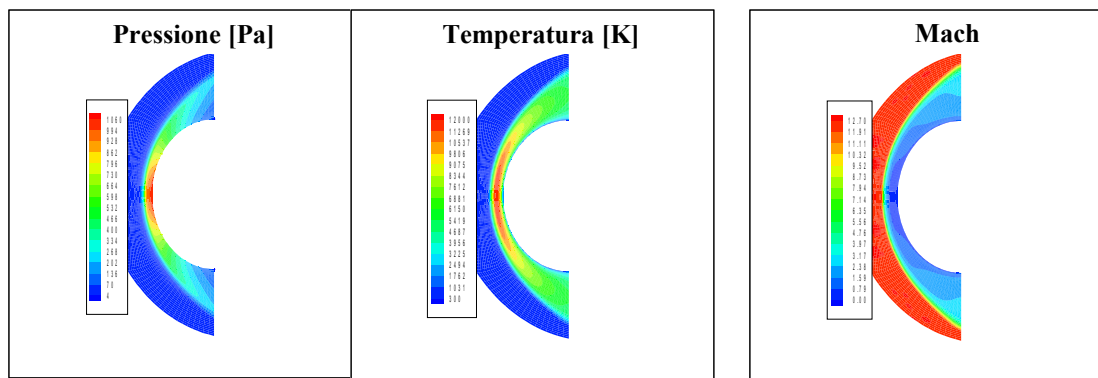


Figura 5.2: Campo di moto intorno alla probe della galleria SCIROCCO. Distribuzione di pressione, temperatura e numero di Mach alle condizioni identificate

²M. E. Tauber: A review of High Speed, Convective, Heat Transfer, Computations Method, NASA Technical Paper, TP-2914, 1989

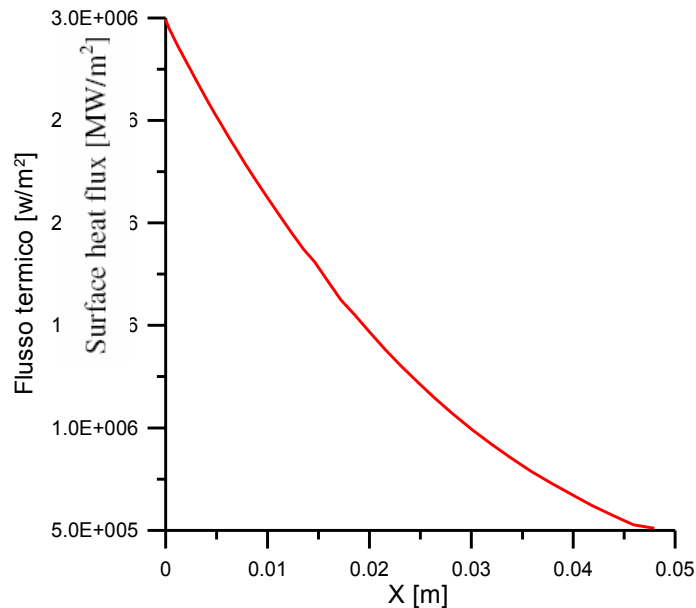


Figura 5.3: Distribuzione di flusso termico sulla superficie della sfera

Il campo di moto aerotermodinamico è stato valutato intorno a una sfera di diametro 10 [cm]; i risultati in termini di pressione, temperatura e numero di Mach sono riportati nelle immagini di figura 5.2. la distribuzione di flusso termico sulla sfera (per una parete fredda) è mostrata in figura 5.3; infatti l'obiettivo di 3 [MW/m²] al punto di ristagno è raggiunto con sufficiente accuratezza. Le condizioni in camera di prova indicano che una grande aliquota dell'entalpia totale specifica è immagazzinata nell'aria come entalpia chimica, cosa dovuta prevalentemente al congelamento delle specie chimiche a valle della gola dell'ugello. Infatti quasi il 50% dell'entalpia totale (H_o) è proprio sotto forma di entalpia chimica. In particolare si ha:

$$H_o = 45[MJ/kg]; \quad H_{ch} = 24[MJ/kg]; \quad P_{o2} = 1060[Pa]$$

$$V_\infty = 6500[m/s]; \quad p_\infty = 4.38[P_a]$$

Queste condizioni sono quelle alle quali fanno riferimento tutte le simulazioni CFD per la valutazione della distribuzione di flusso termico sulle superfici esterne del calorimetro e per il suo dimensionamento.

V.3 Scelta della geometria esterna

La configurazione della sonda che è stata dimensionata nel presente lavoro di dottorato (cilindro piatto “flat-faced” raccordato) e le sue dimensioni sono indicate in figura 5.5. La forma è simile ad altre sonde di flusso termico in uso in altri Plasma Wind Tunnel³ in modo da rendere possibili confronti, scambi di informazioni e adozioni di *standard testing* (figura 5.4). Una volta determinate le condizioni aerotermodinamiche, una simulazione numerica del campo di moto ipersonico intorno alla geometria descritta è stata condotta.



Figura 5.4: Altri progetti europei

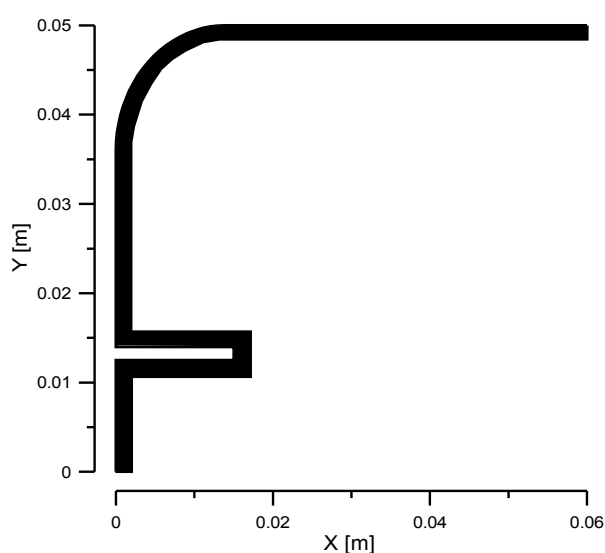


Figura 5.5: Forma e dimensioni del calorimetro

³VKI: Heat Flux probe document – VKI internal report

La simulazione numerica è stata fatta in ipotesi di superficie completamente catalitica e a temperatura costante di 320 [K]. Il flusso termico corrispondente sulla superficie è riportato in figura 5.6.

Come riportato in figura nella regione del ristagno il flusso termico è piuttosto uniforme; il suo valore è circa 1.52 [MW/m²] (circa il 50% del valore del flusso termico sul punto di ristagno della sfera dello stesso diametro), che corrisponderebbe ad una sfera equivalente di $\phi=40$ [cm].

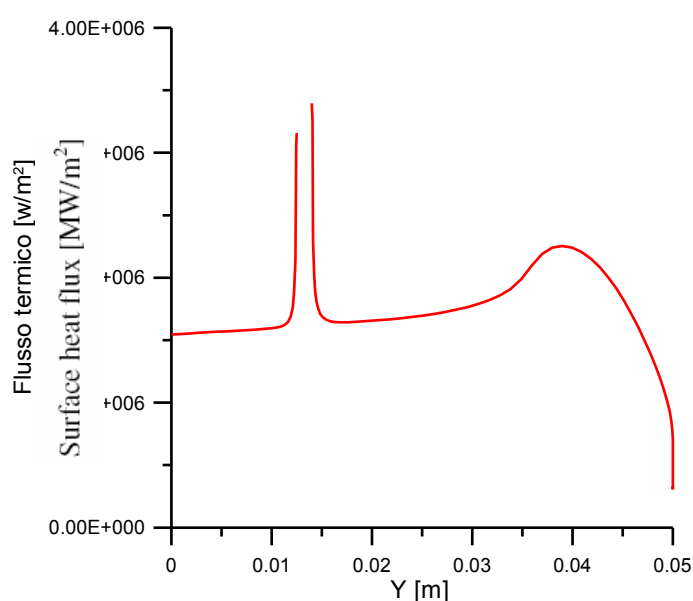


Figura 5.6

Per prendere in considerazione le possibili differenze sul flusso termico dovute alla non uniformità della temperatura superficiale, un processo iterativo è stato portato avanti, che consiste in simulazioni numeriche del riscaldamento del calorimetro soggetto al flusso termico di figura 5.6, e in nuove simulazioni numeriche del campo di moto intorno al calorimetro con una nuova condizione di temperatura superficiale (più elevata).

V.3.1 Un test case preliminare

Un test case preliminare è stato eseguito per una validazione delle metodologie numeriche adoperate e della logica alla loro base.

Come detto in precedenza, il flusso termico in questo tipo di sonde viene misurato tramite un bilancio termico, misurando la differenza di temperatura dell'acqua di raffreddamento tra ingresso e uscita, e la portata massica. In figura 5.7 viene illustrato uno schema che descrive il processo.

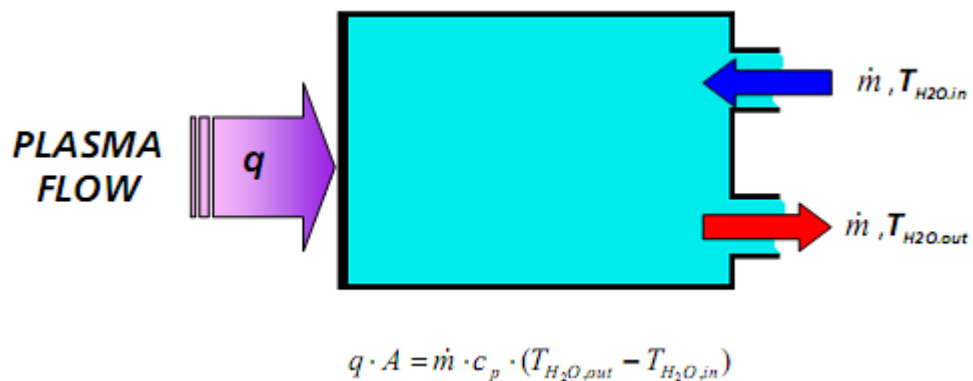


Figura 5.7

Un'esperimento di questo tipo è stato realizzato dal DLR. La parte interna in rame del calorimetro, con i due condotti dell'acqua (ingresso e uscita), è mostrata in figura 5.8.



Figura 5.8

Per impedire scambi termici tra l'holder metallico esterno e il calorimetro interno è stata realizzato uno strato isolante che è stato inserito nello spazio tra questi due componenti (figura 5.9).



Figura 5.9

Il calorimetro è stato quindi inserito all'interno di una struttura in rame raffreddata (figure 5.10 e 5.11).

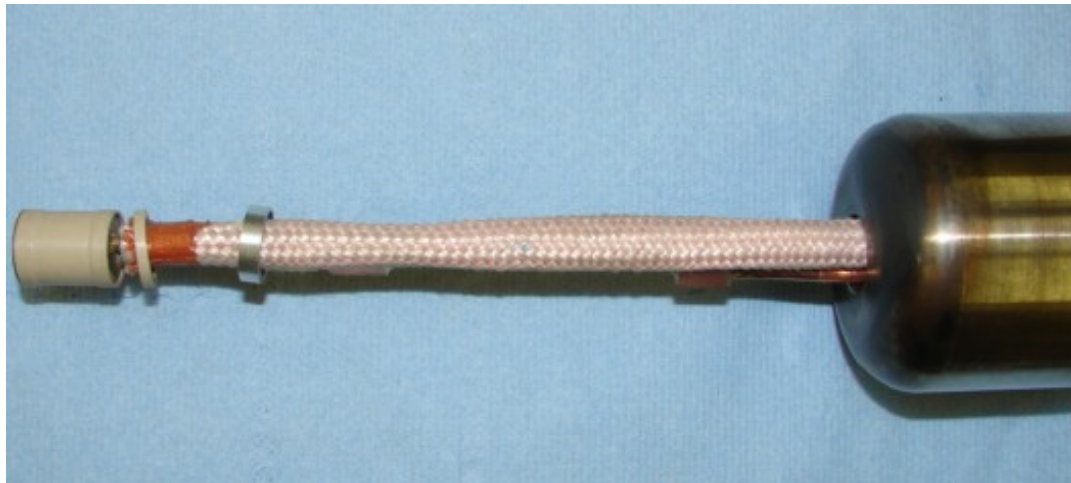


Figura 5.10



Figura 5.11

Così assemblata la sonda ha un diametro di 50 mm e un raggio di curvatura ai bordi di 11.5 mm.

Lo strumento così realizzato è stato poi testato nella galleria L3K del DLR alle seguenti condizioni:

Portata di plasma	101 [g/s]
Pressione totale (reservoir)	3500 [hPa]
Temperatura totale (reservoir)	5975 [K]
Entalpia totale specifica	13.0 [MJ/kg]
Rapporto diametro uscita/diametro gola	29/300 [mm]
Distanza modello dalla gola	909 [mm]
Mach number	8.29
Pressione statica	39.5 [Pa]
Temperature	418 [K]
Densità	$2.64 \cdot 10^{-4}$ [kg/m ³]
Velocità	3883 [m/s]
Pressione al ristagno	36.4 [hPa]
Frazione di massa N ₂	0.7359
Frazione di massa O ₂	$1.1 \cdot 10^{-4}$
Frazione di massa NO	$6.1 \cdot 10^{-6}$
Frazione di massa N	0.0241
Frazione di massa O	0.2399

A queste condizioni, per la geometria di cui sopra, sono state eseguite simulazioni numeriche per la valutazione del campo di moto aerotermodinamico intorno al modello. I risultati in termini di pressione e Mach sono riportati in figura 5.12.

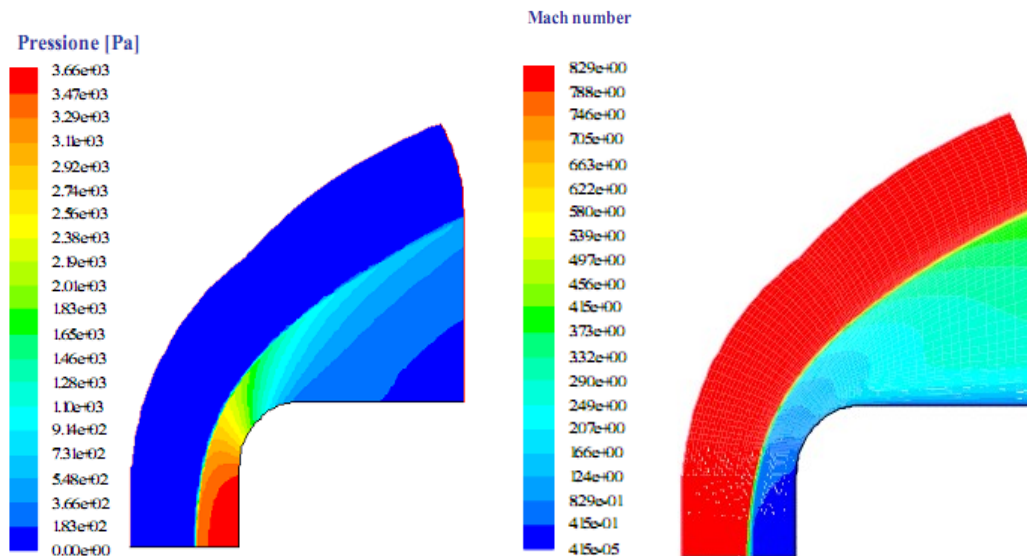


Figura 5.12

E' stato così valutato il profilo di flusso termico sulla superficie, ed è riportato in figura 5.13.

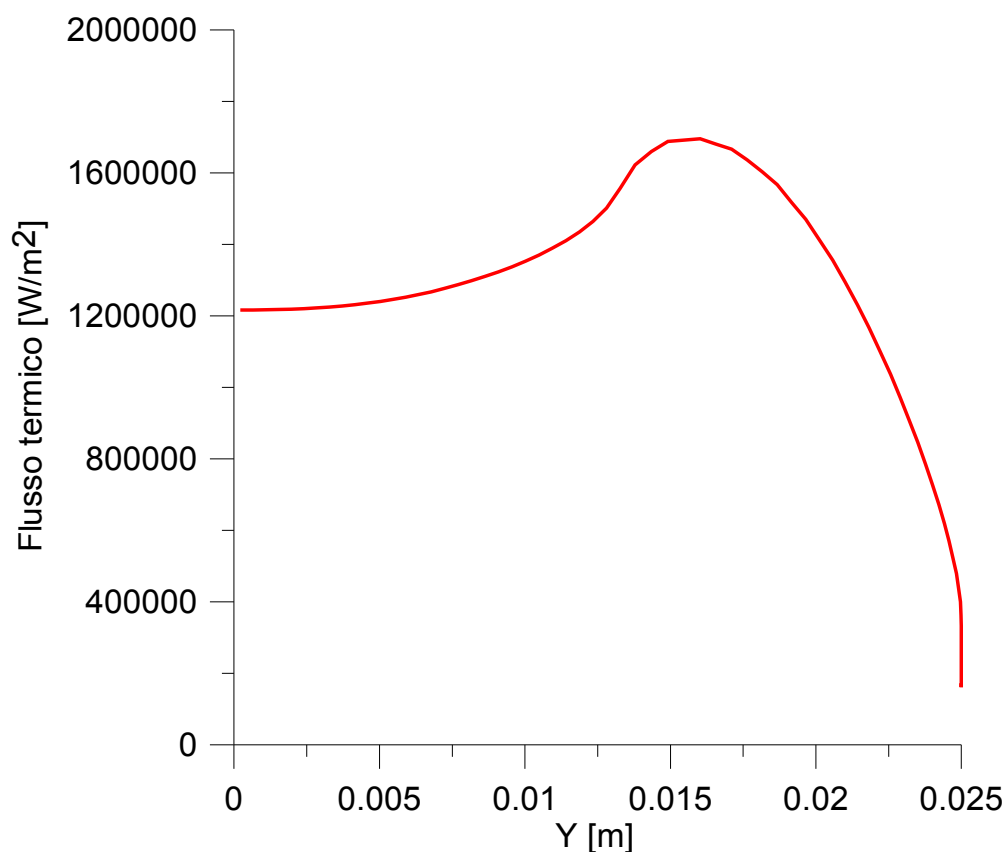


Figura 5.13

Il flusso termico così valutato (numericamente) è stato confrontato con quello sperimentale misurato durante il test utilizzando la misura della differenza di temperatura nell'acqua di raffreddamento. Nel grafico di figura 5.14, quindi, sono riportati il flusso termico sperimentale (linea nera) e una linea orizzontale pari al valore del flusso termico valutato numericamente nel punto di ristagno (linea rossa orizzontale). Come si può notare l'accordo tra le due valutazioni è ottimo.

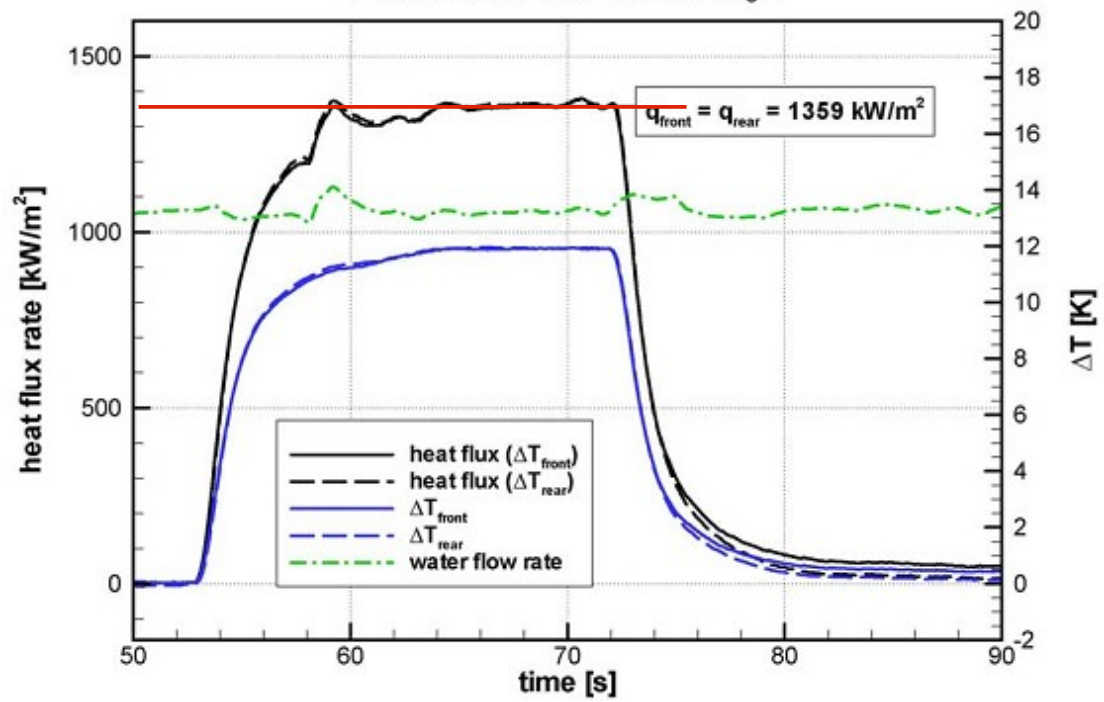


Figura 5.14

V.4 Simulazioni CFD

Come detto in precedenza le simulazioni numeriche che sono state fatte per valutare il campo di moto aerotermochimico intorno alla sonda oggetto dello studio del presente lavoro di dottorato, sono state eseguite in prima iterazione con condizione di parete del corpo isoterma a 320 [K]. Il flusso termico incidente sulla superficie del corpo così ottenuto è stato assegnato ad una griglia riprodotte la geometria del calorimetro (solido), con le proprietà dei materiali adoperati, al fine di valutare la distribuzione di temperatura al suo interno. In tal modo è stato possibile valutare una nuova distribuzione di temperatura superficiale, che è stata utilizzata per rifare la simulazione CFD alle stesse condizioni. Il processo è giunto a convergenza dopo tre iterazioni, e le differenze tra il primo e l'ultimo caso sono risultate comunque di pochi W/m^2 , in quanto la temperatura totale del plasma (13000 [K]) è molto più alta delle differenze di temperatura che si riscontrano in superficie sul calorimetro (300-400 [K]).

Il campo di moto intorno al calorimetro, in termini di distribuzione di pressione, è riportato in figura 5.15.

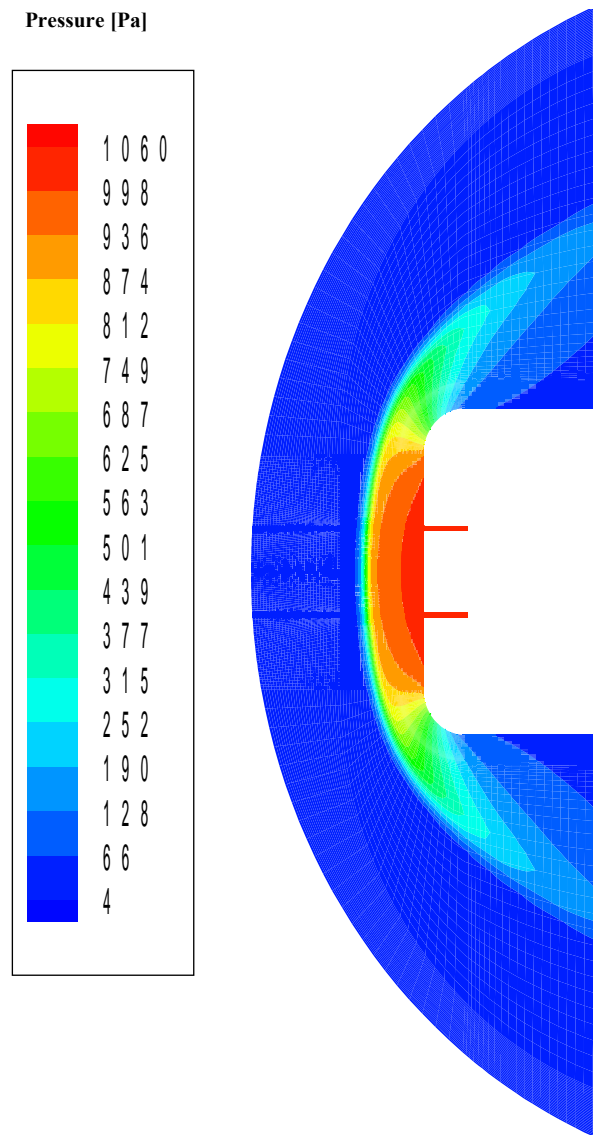


Figura 5.15

Il principale requisito per la sonda calorimetrica è di resistere e misurare i flussi termico in PWT alle condizioni identificate nei precedenti paragrafi. Inoltre, un altro importante aspetto che è stato costantemente tenuto in considerazione è stato di avere come requisito quello che ogni punto del calorimetro dovesse avere temperature accettabili per il materiale impiegato.

Un altro requisito è dettato dall'accuratezza della misura della sonda. Questo requisito si riferisce alla possibilità di misurare, con buona

precisione, il flusso termico al punto di ristagno. Un bilancio energetico sulla superficie del calorimetro, e allo stazionario, come visto, da la seguente espressione:

$$A_p q_a = m_p c (T_{out} - T_{in})$$

Dove A_p è l'area “sensibile” dello strumento, ovvero l'area della superficie del disco del calorimetro (parte interna dell'oggetto, che effettua la misura) di diametro 2.5 cm, q_a il flusso termico medio su tale superficie, m_p è la portata di acqua circolante nel circuito del calorimetro, c il calore specifico e T_{OUT} e T_{IN} la temperatura media rispettivamente in uscita e in ingresso al circuito idraulico.

Come abbiamo visto e come vedremo in seguito da diverse simulazioni CFD, la geometria presa in considerazione per la realizzazione del calorimetro è caratterizzata dal fatto che il flusso termico sul disco di diametro 2.5 cm è uniforme. Ciò rende possibile la seguente:

$$q_a \cong q = \frac{m_p c (T_{out} - T_{in})}{A_p} \quad (1)$$

Una sufficiente precisione della misura è garantita da:

- 1) La validità delle assunzioni sotto le quali la precedente equazione è stata scritta
- 2) L'esatta conoscenza e/o misura di m_p , T_{out} , T_{in}

La principale assunzione alla base dell'equazione (1) è che non ci sia scambio di calore tra il calorimetro (cilindrico) interno e il guscio esterno. In effetti questo scambio termico è ridotto al minimo grazie alla geometria scelta e grazie ad opportune scelte di portata d'acqua circolante all'interno del calorimetro e all'interno del guscio. Questa ipotesi è

corretta in quanto effettivamente le differenze di temperatura suddette risultano basse.

L'equazione “dice” che in ogni caso il calore che entra nel disco è uguale a quello portato via dall'acqua circolante nel circuito. Questo è vero se, in aggiunta alle precedenti assunzioni, la temperatura misurata T_{out} è realmente la temperatura media del condotto di uscita.

Risultano quindi fondamentali le misure di portata e differenza di temperatura, con il vantaggio di avere la possibilità di poter variare la portata d'acqua al valore più conveniente che permette di valutare con sufficiente accuratezza la differenza di temperatura.

I valori di portata d'acqua che sono stati presi in considerazione nelle analisi numeriche sono $m_g=0.3$ [kg/s] per il guscio esterno, e $10^{-2} \leq m_c \leq 5 \cdot 10^{-2}$ per il calorimetro interno. Come vedremo in seguito, per questi valori di portata, l'incremento della temperatura dell'acqua di raffreddamento del calorimetro è nel range 15 - 20 [K], che può essere facilmente misurata con buona accuratezza dalla strumentazione attualmente disponibile in SCIROCCO.

In figura 5.16 sono riportati i risultati, in termini di distribuzione di temperatura, sulla prima configurazione adottata in questo lavoro di dottorato. La massima temperatura sul guscio esterno di rame (695 [K]) è al di sopra dei limiti di sicurezza.

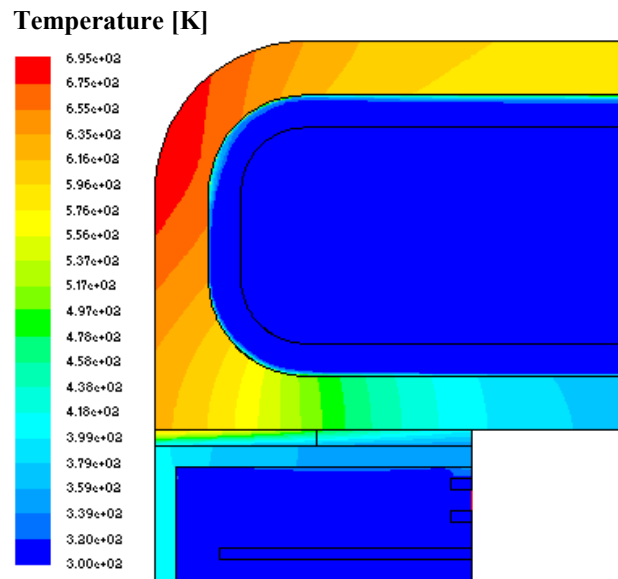


Figura 5.16

E' perciò necessario ridurre questa temperatura per renderla compatibile con il materiale (rame *oxygen free*); è stata quindi ipotizzata e definita una seconda configurazione, con l'introduzione di sette paratie, che creano canali di passaggio dell'acqua circolari, nel guscio esterno, come mostrato in figura 5.17.

Questa geometria genera un sostanziale innalzamento locale della velocità dall'acqua di raffreddamento nella regione corrispondente alle più elevate temperature esterne.

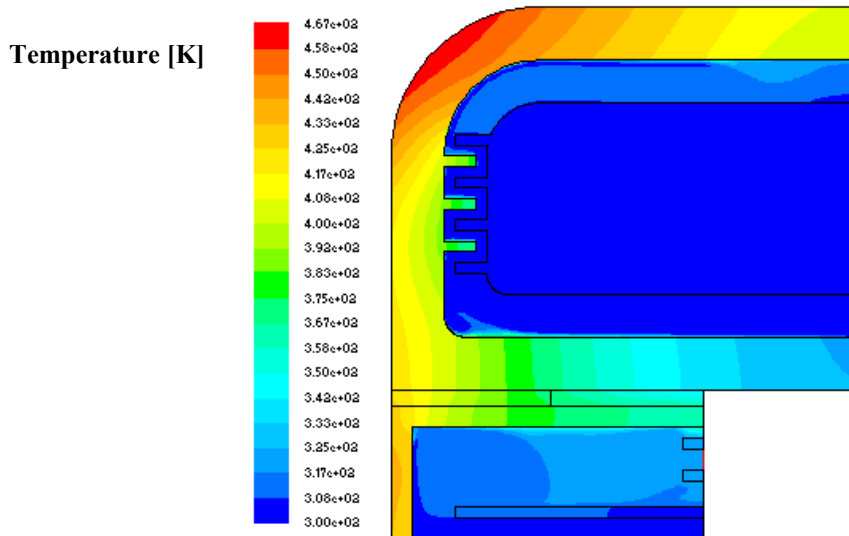


Figura 5.17

Con questa seconda iterazione nella definizione della configurazione la temperatura massima nel guscio esterno risulta ora di 230 [K] più bassa del caso precedente e vicina ad una possibile soluzione.

Una terza e ultima configurazione è stata definita, con due paratie aggiuntive vicine alla zona della superficie arrotondata; i risultati sono mostrati in figura 5.18, dove anche i due valori di portata di acqua sono indicati. Il punto più caldo del guscio esterno non supera i 450 [K].

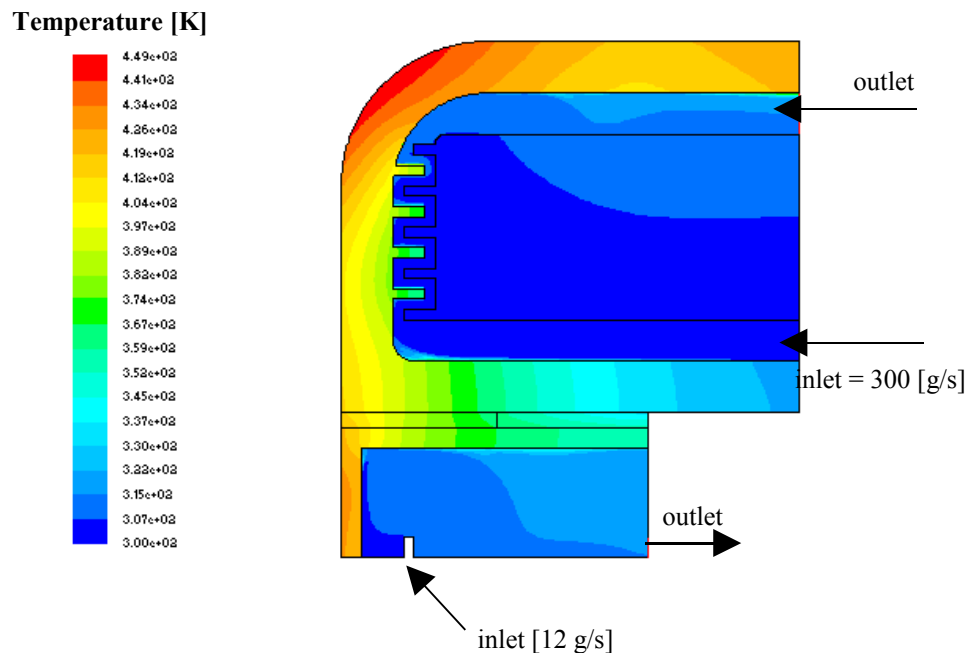


Figura 5.18

Questa figura riporta inoltre anche una differente configurazione del calorimetro interno con due canali assialsimmetrici, sia l'ingresso che l'uscita lungo l'asse. La distribuzione di temperatura calcolata mostra che il calore scambiato tra le due parti della sonda (esterna ed interna) è poco, cosa dovuta alla piccole differenze di temperatura tra guscio e calorimetro (separate da uno strato di Teflon di 1 mm di spessore).

L'introduzione dei canali causa un aumento del salto di pressione nel flusso d'acqua nel guscio esterno. Ad ogni modo, come è possibile notare nelle figure 5.19, 5.20, 5.21 il massimo valore di caduta di pressione, che avviene per l'ultima configurazione (massimo numero di paratie), è di circa 0.3 [atm], cosa largamente soddisfacente ed accettabile per l'impianto SCIROCCO.

In queste figure viene riportato il valore ottenuto dalla differenza tra la pressione statica nell'acqua e la pressione di 1 [atm] (pressione ambiente), in tal modo lo zero corrisponde alla pressione ambiente.

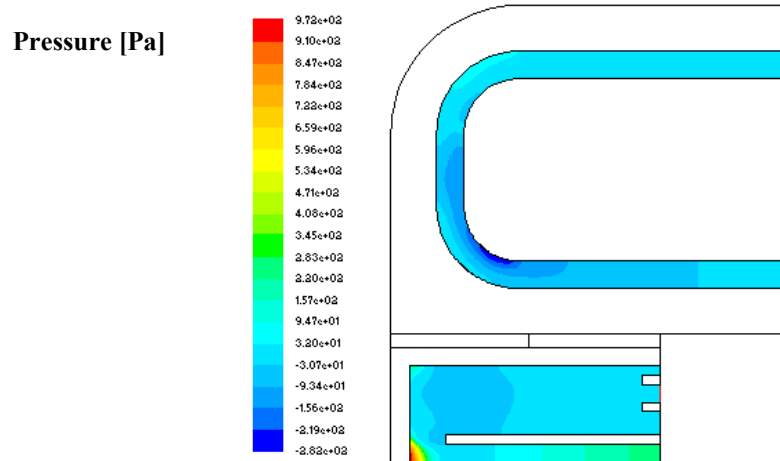


Figura 5.19

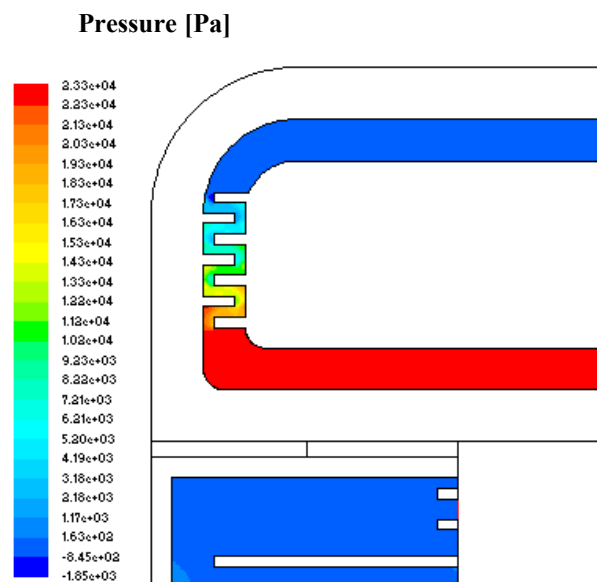


Figura 5.20

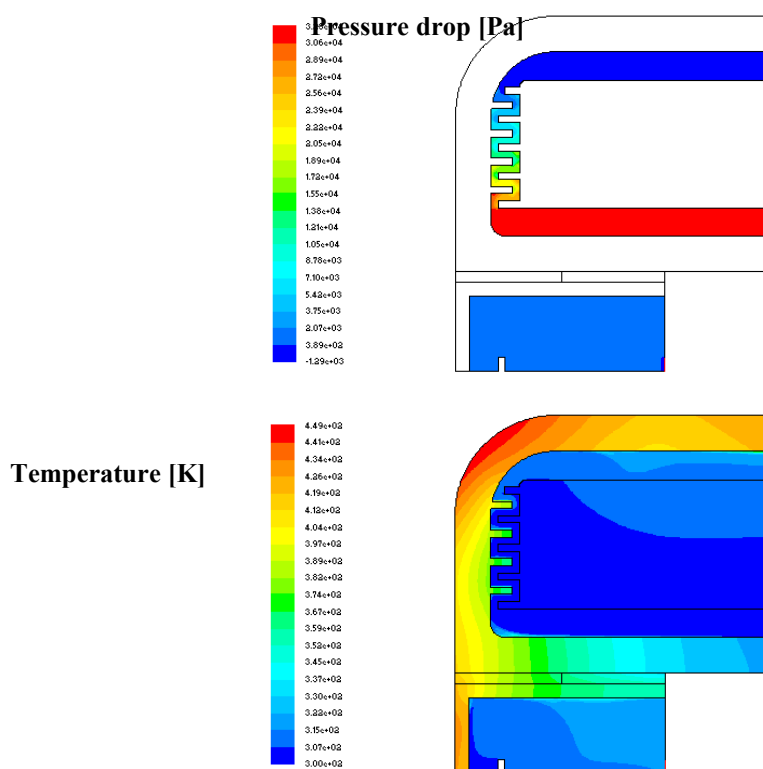


Figura 5.21

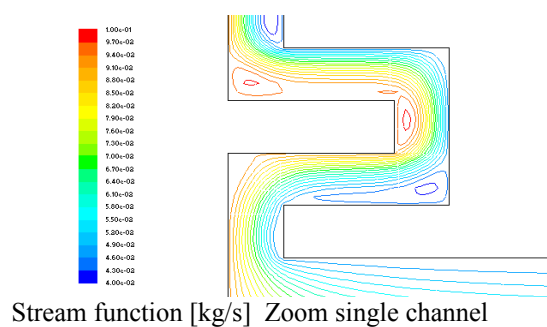
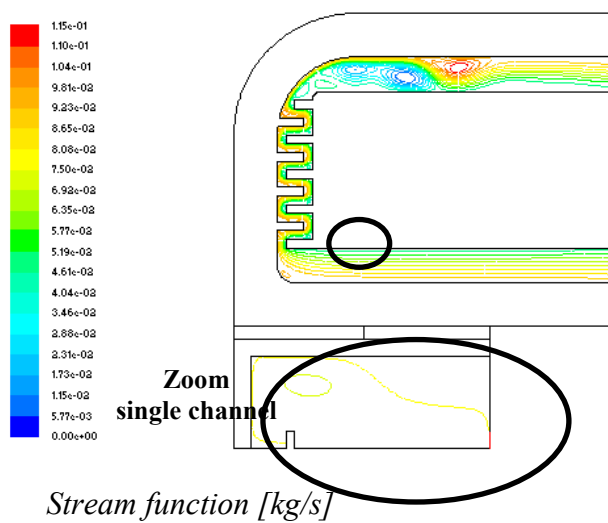


Figura 5.22

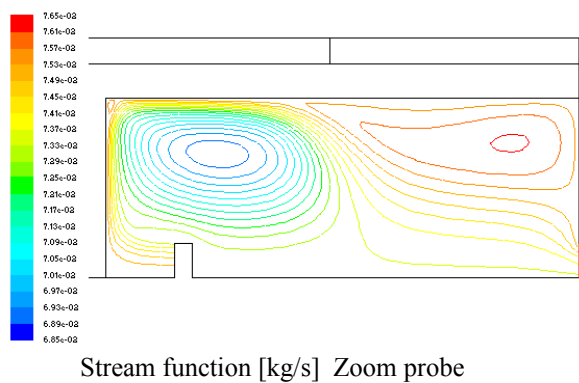


Figura 5.23

Le figure 5.21, 5.22, e 5.23 mostrano le distribuzioni dei parametri fisici valutati nella configurazione finale della sonda, che appare completamente soddisfacente.

V.5 Realizzazione del calorimetro

La sonda così studiata, è stata realizzata secondo lo schema di figura 5.24.

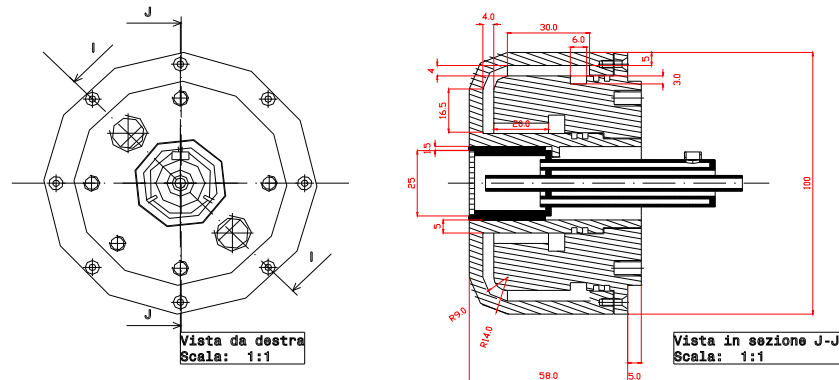


Figura 5.24

Anche se la geometria esterna del calorimetro descritta nella presente tesi di dottorato sta diventando uno standard per i misuratori di flusso termico per i Plasma Wind Tunnel di grandi dimensioni, la sonda progettata è caratterizzata da importanti peculiarità, di seguito descritte:

- I. Intercambiabilità della parte sensibile interna. Questa può essere inserita dalla parte anteriore del guscio raffreddato ad acqua e termicamente isolata da esso tramite uno strato di Teflon. Questa caratteristica permette di sostituire rapidamente ogni core danneggiato o di montare diverse configurazioni del calorimetro interno.
- II. Strati di materiali diversi con diversi gradi di cataliticità possono essere utilizzati per ricoprire la superficie del calorimetro esposto al flusso, in maniera tale da misurare il flusso termico in tali condizioni di cataliticità parziale.

III. Il guscio raffreddato permette l'inserimento di diverse configurazioni di calorimetro delle stesse dimensioni, come ad esempio i calorimetri massivi (slug) strumentati con termocoppie. La valutazione del flusso termico tramite il calorimetro slug è possibile, sotto le stesse assunzioni di trascurabilità dello scambio termico tra la parte interna e il guscio esterno, dall'aumento di temperatura e dalla conoscenza della massa e del calore specifico del calorimetro, scelto in modo tale da avere una elevata conducibilità termica:

$$A_p \bar{q} = \frac{dT_s}{dt} (Mc)_s$$

La sonda calorimetrica così progettata è stata fisicamente realizzata ed è visibile nella foto di figura 5.25, e sarà oggetto di futuri test in SCIROCCO nei prossimi mesi.



Nella figura si possono notare la parte interna - il calorimetro vero e proprio – il guscio esterno, e i due circuiti indipendenti di acqua.

- IV. Il lavoro svolto mostra come la CFD può essere usata con successo per la progettazione di un calorimetro che esibisca peculiarità significative.
- V. Un sistema multi-holder è stato progettato per l'installazione di sonde della stessa geometria di quella vista, e questo sarà oggetto del seguente capitolo della presente tesi di dottorato.
- VI. Il calorimetro dovrebbe permettere misure di flusso termico più accurate, in un grande range di condizioni di galleria, in confronto ad altre tipologie di sensori (es. Gardon Gauge) che sono calibrati a condizioni spesso molto lontane dalle tipiche condizioni di rientro in atmosfera. Il primo esemplare potrà essere strumentato con un numero di termocoppie per verificare le temperature stimate dalla CFD a condizioni stazionarie ed instazionarie e per valutare i possibili errori dovuti ad eventuali scambi di calore tra le due parti (interna ed esterna).

CAPITOLO 6

VI.1 Introduzione

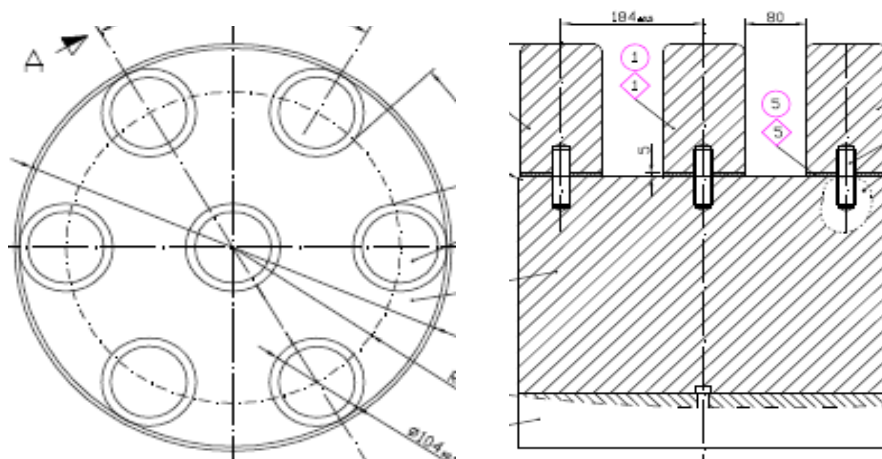
Sulla base di quanto visto nel capitolo precedente, una geometria “flat-faced” sta diventando uno standard per i misuratori di flusso termico nelle varie gallerie ipersoniche europee ed internazionali. Tale geometria è stata presa in considerazione per l'ideazione, progettazione, realizzazione ed esecuzione di un test in SCIROCCO del modello Multi-Holder, riportato in figura 6.1 e 6.2.



Figura 6.1

**Figura 6.2**

Nelle due foto il Multi-Holder è installato sul braccio della galleria SCIROCCO, nella camera di prova. Come si può notare esso è composto da sette cilindri (torrètes), uno centrale e sei laterali equispaziati a 60° l'uno dall'altro, ognuno dei quali ha l'esatta geometria del calorimetro che è stato descritto nel capitolo precedente. In figura 6.3 è riportato un disegno costruttivo dell'oggetto.

**Figura 6.3**

Tra i vantaggi del Multi-Holder che vedremo da tutte le analisi dei prossimi paragrafi, il primo che può essere intuito subito, e che sarà dimostrato essere vero, è che tramite un sistema del genere si potranno usare durante un test sette diversi modelli in un solo test, nonché il calorimetro descritto (in quanto di forma simile ai vari cilindri).

VI.2 Geometria e griglia di calcolo

Il Multi-Holder oggetto del presente lavoro di dottorato possiede, come è possibile notare dalla ricostruzione al CAD della sua geometria di figura 6.4, due piani di simmetria. Uno di questi due piani interseca tre diversi cilindri, quello centrale e due dei sei laterali, l'altro piano di simmetria interseca invece un solo cilindro, quello centrale.

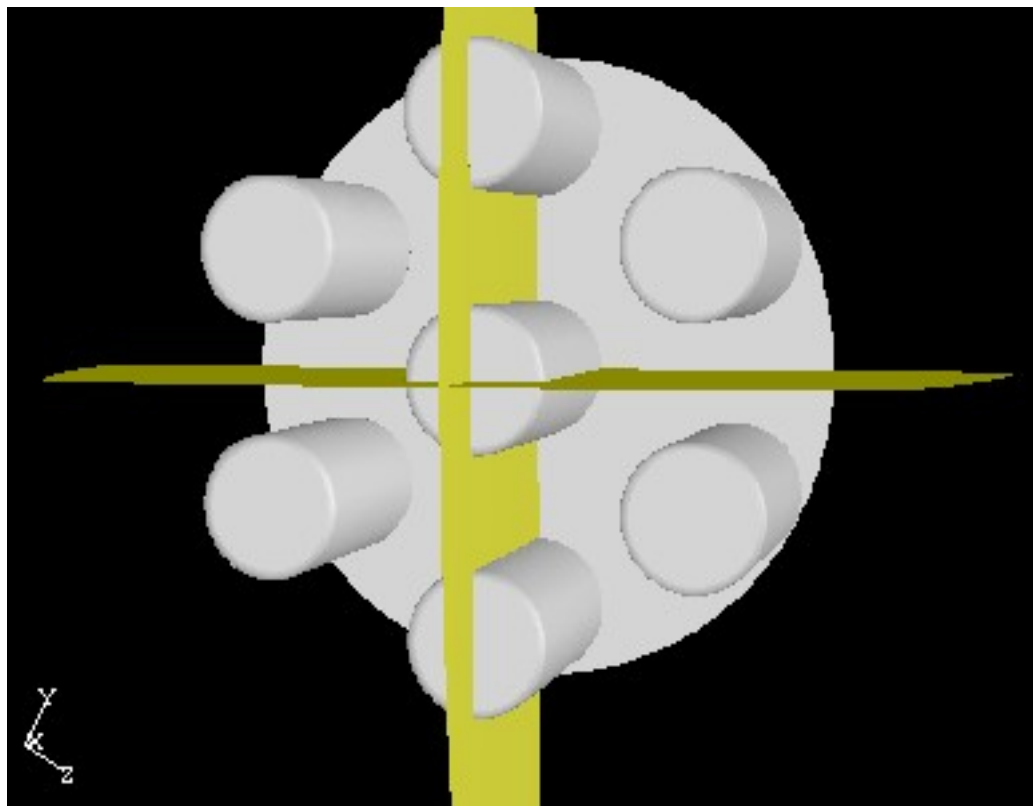


Figura 6.4

Il fatto di avere due piani di simmetria perpendicolari permette, quindi, di prendere in considerazione solo un quarto della sua geometria nella costruzione della griglia, cosa che si riflette in un guadagno significativo di accuratezza delle simulazioni CFD. Infatti, nonostante la considerazione appena menzionata, la griglia – rappresentata in figura 6.5 – è composta da ben un milione di celle, ed un'avventuale griglia su tutta la geometria avrebbe probabilmente dato problemi enormi di memoria

tali da rendere probabilmente addirittura impossibile l'esecuzione dei run CFD.

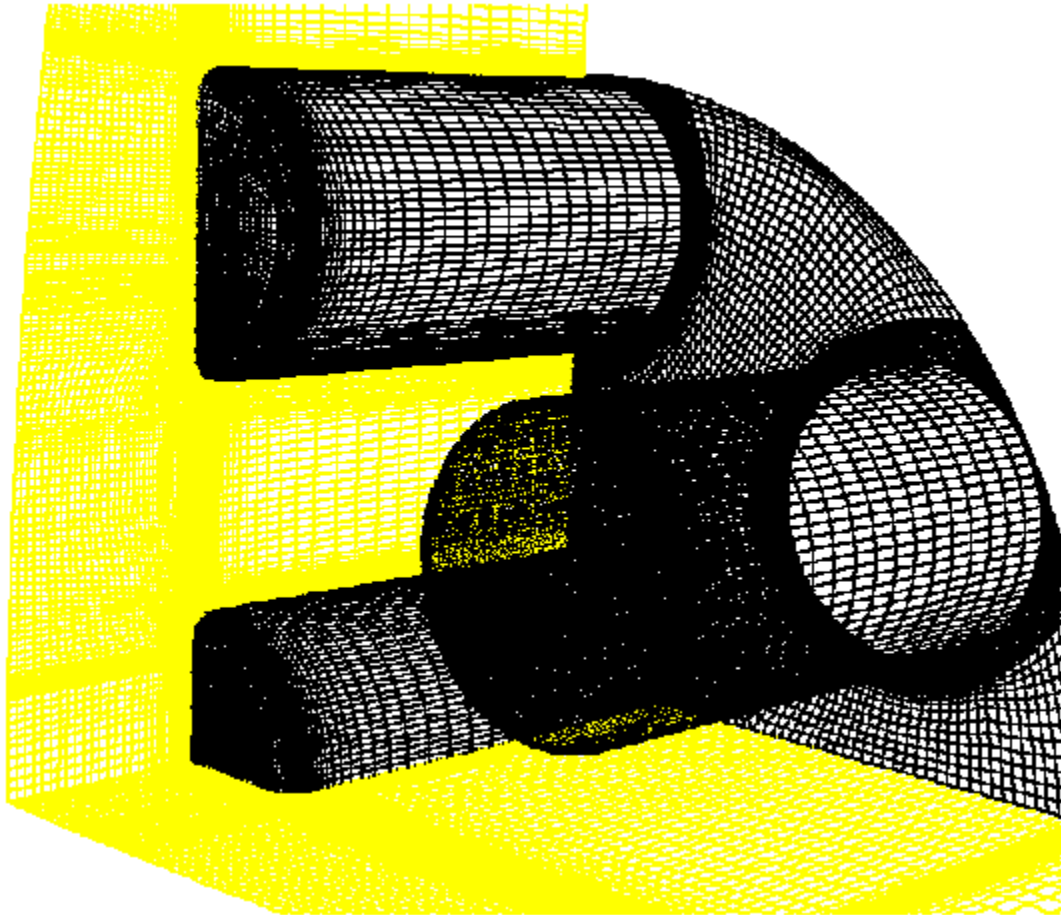


Figura 6.5

La figura 6.5 rappresenta il risultato di un lungo percorso di modifiche a configurazioni della griglia non definitive, allo scopo di ottenere un campo di moto senza problemi di natura numerica. La dimensione delle celle a parete in direzione normale ad essa è frutto del succitato processo di *grid convergence* ed è di 10^{-6} [m].

VI.3 Simulazioni numeriche

Una volta costruita la geometria e la griglia di calcolo descritte nel precedente paragrafo, sono state condotte simulazioni numeriche del campo di moto intorno al Multi-Holder nella camera di prova dell'impianto SCIROCCO alle condizioni aerotermidynamiche corrispondenti all'uscita dell'ugello.

Sono state prese in considerazioni le stesse condizioni di galleria utilizzate per il dimensionamento del calorimetro descritto nel capitolo precedente, corrispondenti ad una pressione totale di 2.7 [bar] e ad un'entalpia totale specifica di 45 [MJ/kg].

In figura 6.6 viene riportata la distribuzione della pressione nel campo di moto sul piano di simmetria verticale, considerandone solo metà.

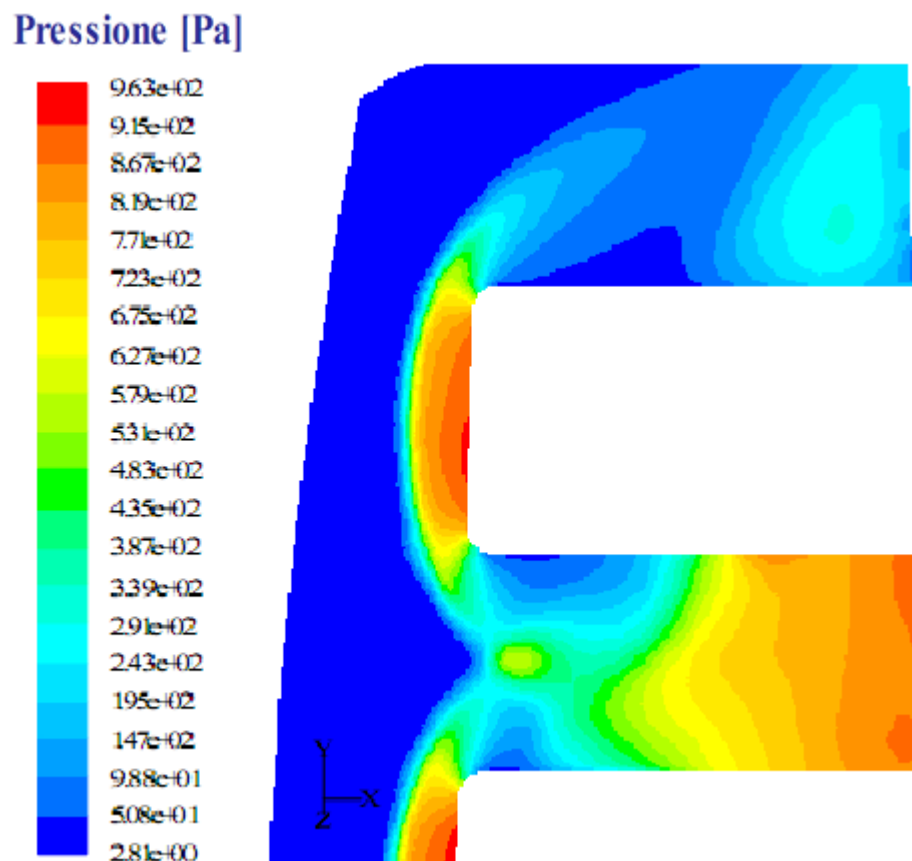


Figura 6.6

Ora verrà mostrata, in figura 6.7, la stessa distribuzione di pressione, anche questa volta sul piano di simmetria verticale, preso però stavolta per intero.

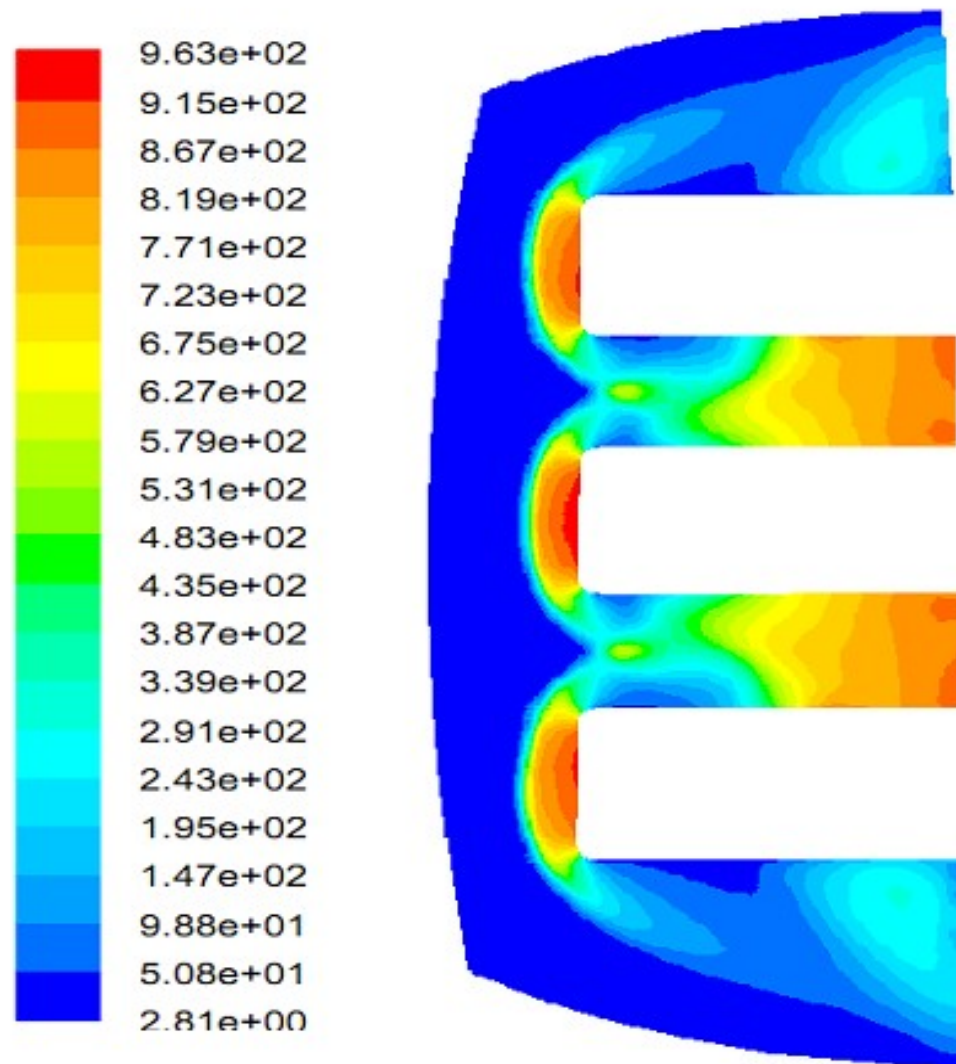


Figura 6.7

Il motivo per cui è stata riportata anche questa figura è quello di enfatizzare uno dei più importanti aspetti che si deduce da tutto lo studio sul Multi-Holder: Le onde d'urto su tutti i cilindri sono separate.

Questo è un risultato importantissimo che verrà dimostrato da molti altri fattori nelle prossime pagine del presente lavoro di dottorato, e che è alla base di tutti i vantaggi del Multi-Holder.

Per evidenziare ulteriormente questo aspetto riportiamo, in figura 6.9, la distribuzione di numero di Mach su due piani, non ortogonali, che vengono chiaramente indicati nella figura 6.8 in relazione alla geometria del modello.

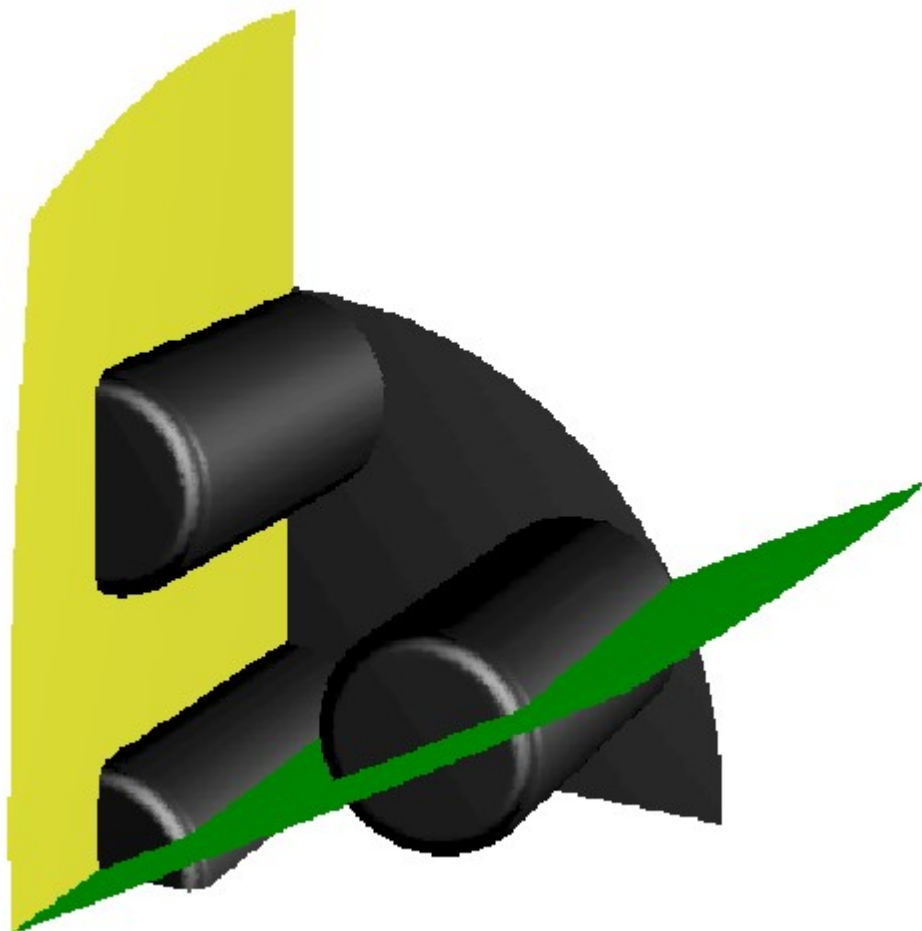


Figura 6.8

Mach number

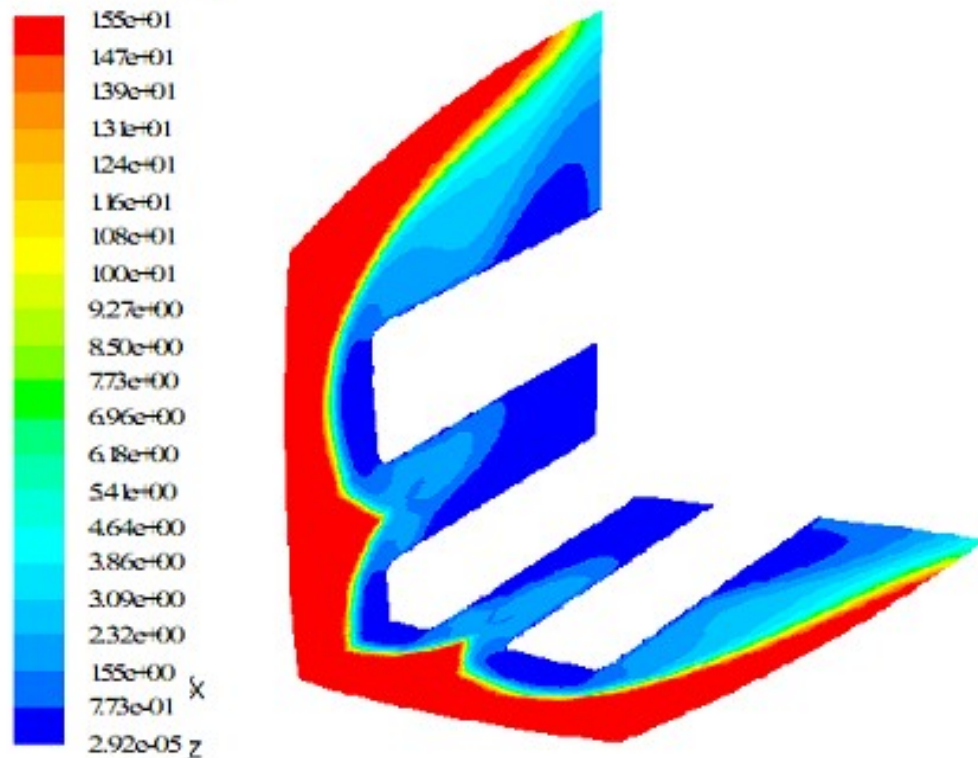


Figura 6.9

Come si può notare, è chiara l'indipendenza, nel primo tratto, di ogni onda d'urto da quella adiacente.

Inoltre, per meglio mostrare un aspetto che verrà descritto in seguito, in figura 6.10 viene riportata la distribuzione di numero di Mach nel piano di simmetria con una scala di valori ristretta.

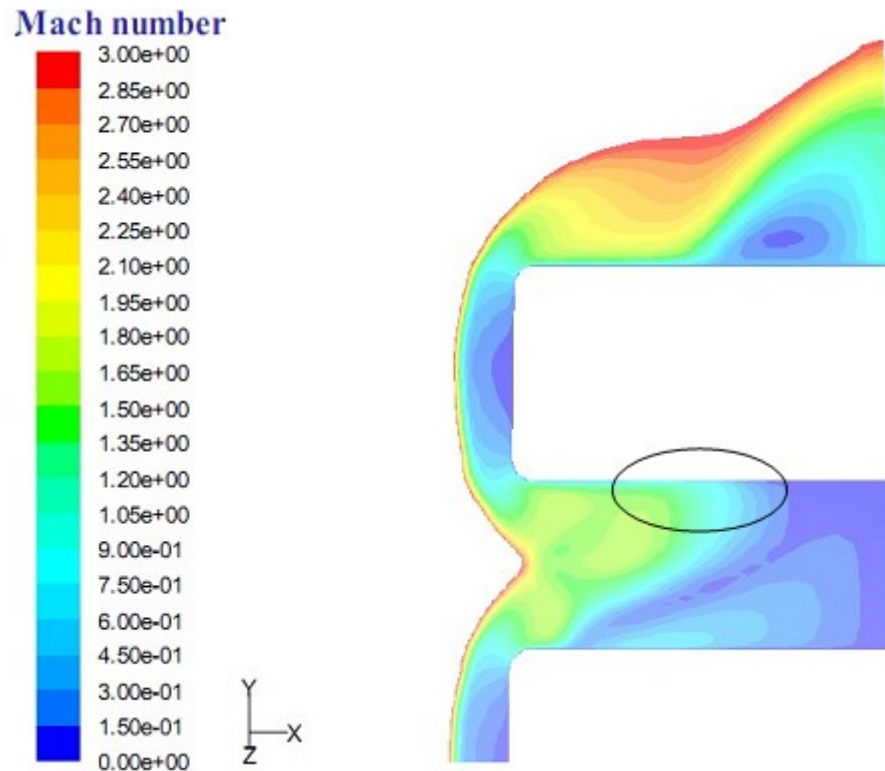


Figura 6.10: Numero di Mach

In figura 6.10 viene messo in risalto il fatto che ci sia una zona di ricompressione dove il numero di Mach diminuisce (la zona è quella cerchiata in figura).

In figura 6.11 viene ora riportata la distribuzione di flusso termico su tutta la superficie del modello a contatto con il flusso di plasma della galleria SCIROCCO. I due principali aspetti che si deducono da questa distribuzione di flusso termico, e che sono anche indicati in figura, sono:

1. Il flusso termico su ognuno dei cilindri è lo stesso nella zona del ristagno. Inoltre tale zona del ristagno è caratterizzata da una grande superficie a flusso termico uniforme (come accadeva con il calorimetro, di geometria simile);

2. Si ha un significativo picco di flusso termico proprio nella zona di ricomprensione mostrata in figura 6.10.

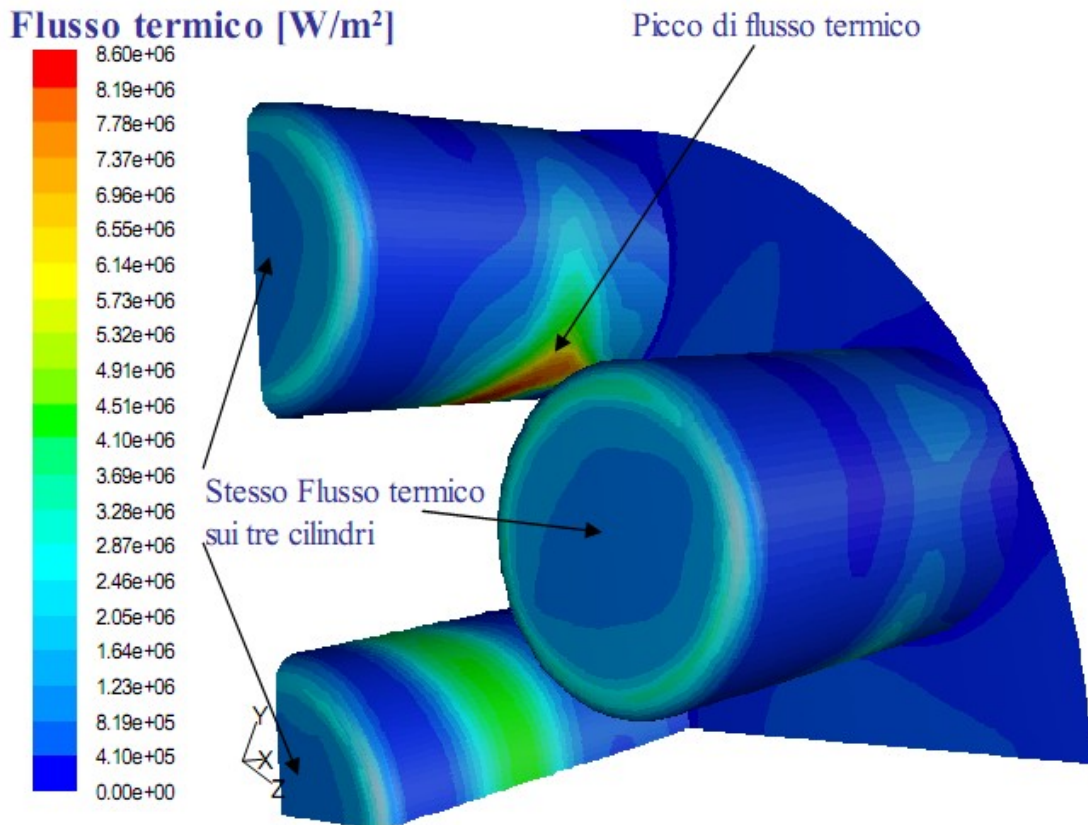


Figura 6.11

A questo punto il lavoro si è orientato a mostrare come effettivamente tutti i cilindri del Multi-Holder siano indipendenti tra loro e, per fare questo, è stato necessario verificare due cose:

1. Il flusso termico sul punto di ristagno di tutti i cilindri è lo stesso (cosa già mostrata in figura 6.11).
2. Tale flusso termico è lo stesso che si ottiene, alle stesse condizioni, su un cilindro di stessa forma di quelli del Multi-Holder, ma che si trovi da solo nel flusso ipersonico.

Riprendendo quindi le simulazioni effettuate sul calorimetro, che come detto ha la stessa geometria e che è stato simulato alle stesse condizioni

alle quali è stata fatta la simulazione intorno al Multi-holder mostrata nelle figure precedenti, riportiamo in figura 6.12 la distribuzione di pressione e di numero di Mach relative proprio al calorimetro.

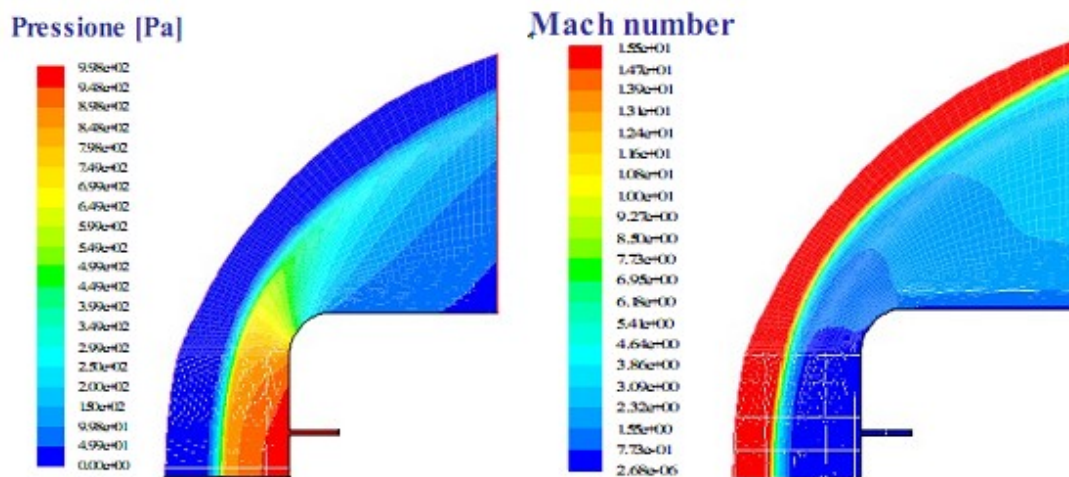


Figura 6.12

In figura 6.13 mostriamo ora il confronto tra il flusso termico agente sul cilindro singolo e il flusso termico agente su uno dei cilindri del Multi-Holder. Come è evidente dalla figura i due flussi termici sono praticamente identici, e questo è dovuto proprio al fatto che le onde d'urto sono separate tra di loro.

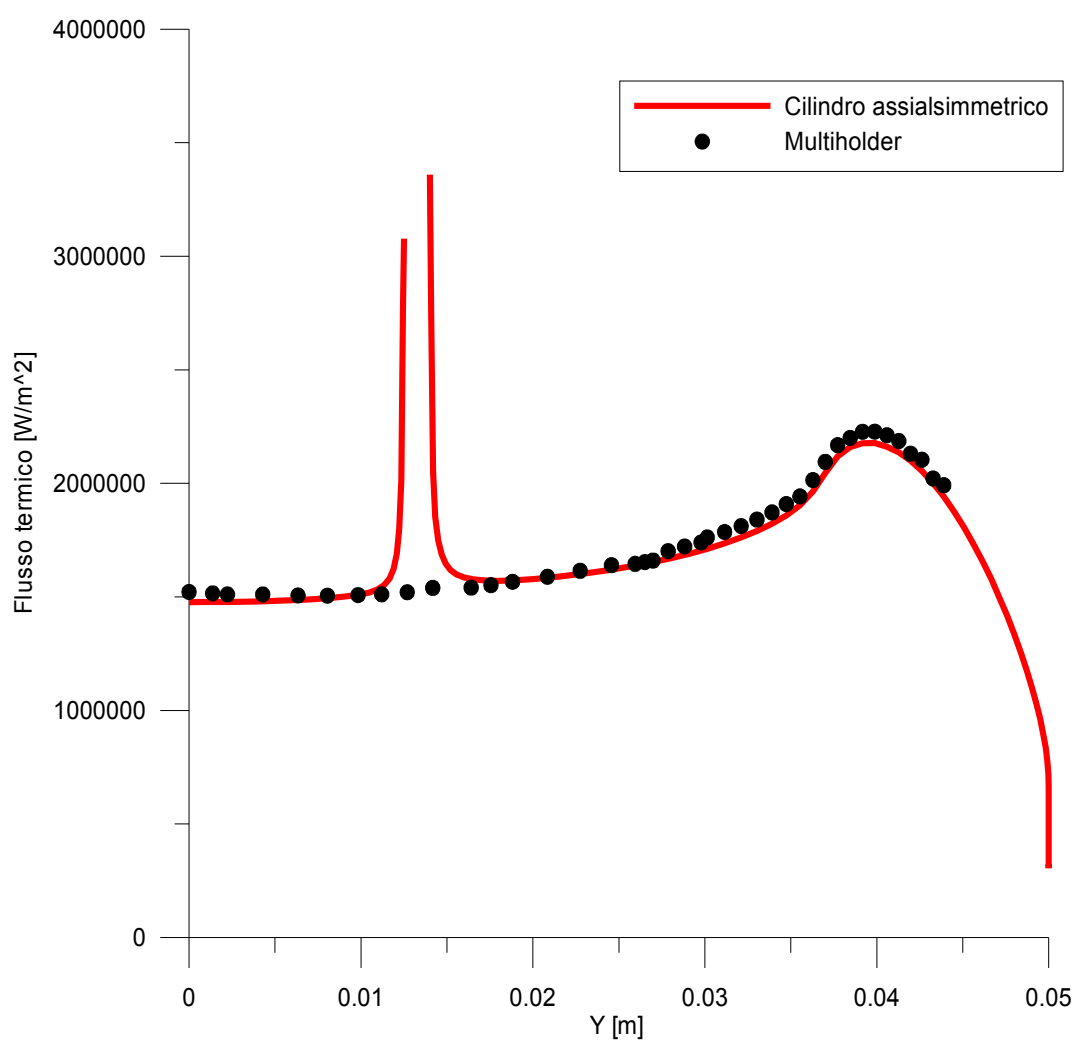


Figura 6.13

VI.4 Test sul Multi-Holder e confronti con simulazioni CFD

Un test sul Multi-Holder fu eseguito nella galleria SCIROCCO il 17 Novembre 2005, alle condizioni di pressione totale 5 [bar] e di entalpia totale specifica di 13 [MJ/kg]. Scopo di tale test era di dimostrare che le onde d'urto su ogni cilindro fossero separate. Nelle figure 6.14 e 6.15 vengono riportate due foto scattate durante il test in cui quest'aspetto non si nota.



Figura 6.14



Figura 6.15

Il fatto che non è possibile notare l'indipendenza delle onde d'urto è dovuto al fatto che i vari cilindri *impallano* le zone maggiormente interessanti, dove le onde d'urto rientrano e mostrano di essere indipendenti.

Ma altre foto furono scattate durante il test, e sono mostrate nelle figure 6.16 e 6.17.



Figura 6.15

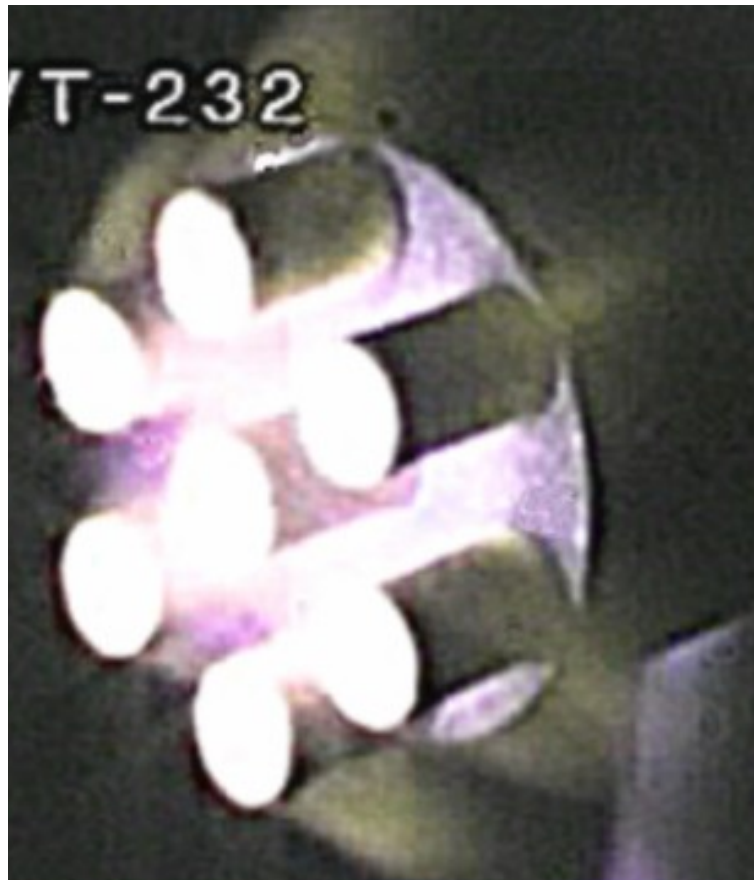


Figura 6.16

Da queste due figure è possibile notare proprio come le onde d'urto siano effettivamente separate ed indipendenti tra loro, come si notava dalle simulazioni numeriche descritte nel paragrafo precedente.

A questo punto quindi è stata portata avanti un'altra simulazione numerica sulla geometria del Multi-Holder, alle condizioni uguali a quelle alle quali fu eseguito il test appena descritto.

Nelle figure 6.17 e 6.18 vengono così riportate le distribuzioni di pressione e numero di Mach per questa simulazione numerica.

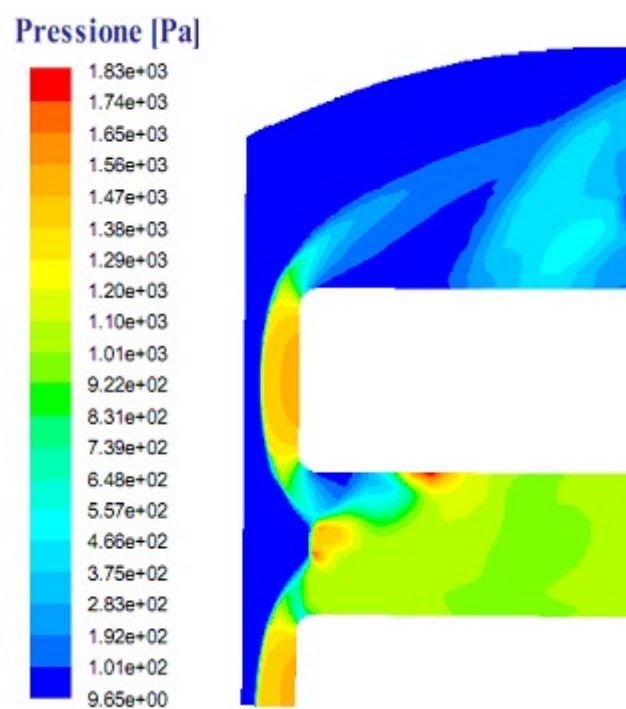


Figura 6.17

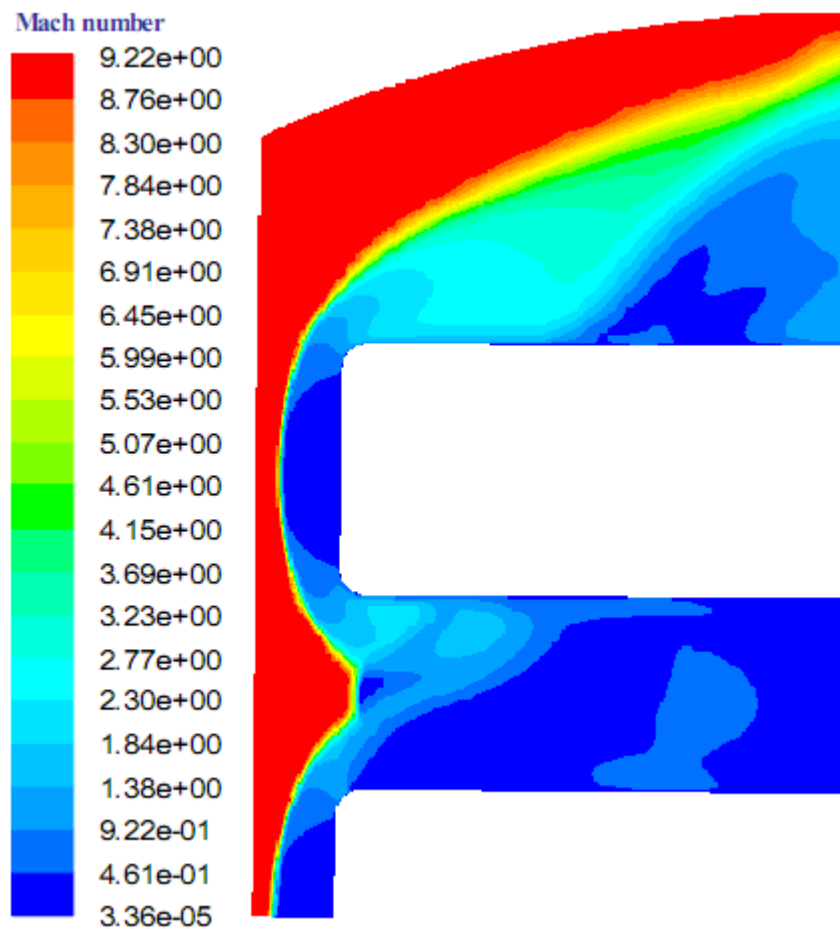


Figura 6.18

Anche per questa simulazione numerica si può notare l'indipendenza di ogni onda d'urto dalle altre. In figura 6.19 viene riportata la distribuzione di flusso termico sul Multi-Holder che si ottiene da questa simulazione numerica alle condizioni del test del novembre 2005.

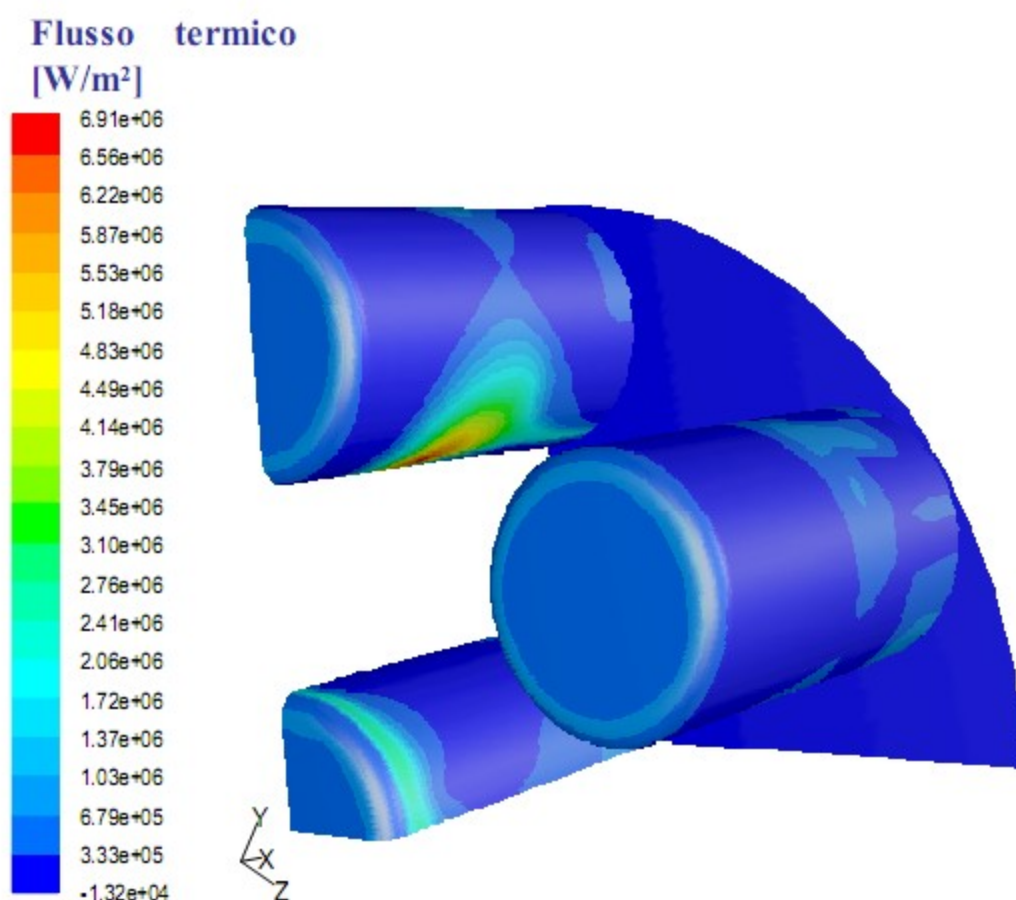


Figura 6.19

La simulazione numerica ha come condizioni al contorno sulla parete del Multi-Holder la temperatura costante di 320 [K] e la cataliticità totale. Il flusso termico sul punto di ristagno di ciascuno dei sette cilindri è di 550000 [W/m²], che corrisponde ad una temperatura di equilibrio radiativo (con emissività 0.8) di 1866 [K].

Anche in questo caso si può notare il picco di flusso termico nella stessa zona del caso precedente.

Nell'impianto SCIROCCO sono disponibili diversi sistemi di misura di temperatura: termocapere, pirometri, termocoppie etc. In figura 6.20 mostriamo una ripresa termografica, la quale è utilissima a notare il picco di temperatura proprio nella zona corrispondente al picco di flusso termico visibili nei risultati delle simulazioni numeriche. Infatti per ogni

altro cilindro diverso da quello indicato in figura la suddetta zona è coperta e non è visibile dalla termocamera, e nell'unico cilindro che mostri questa particolare zona è riscontrabile questo aspetto.

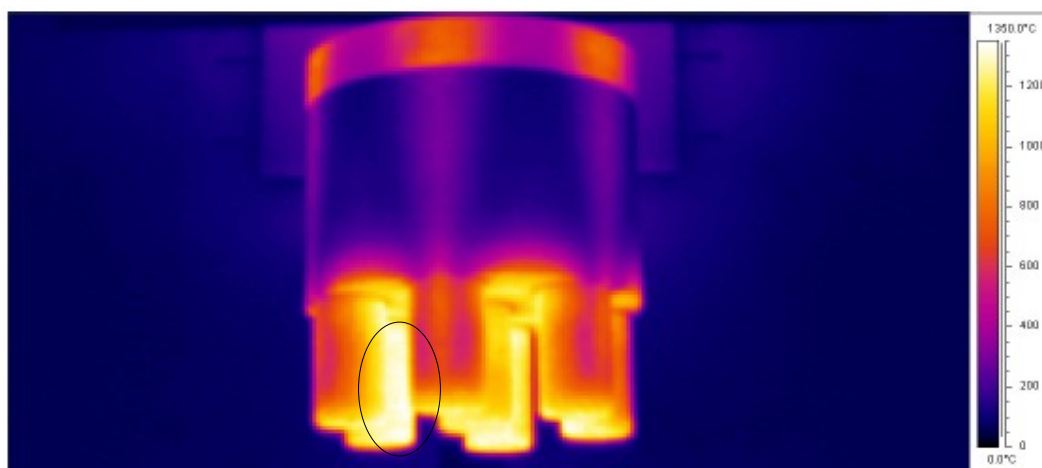


Figura 6.20

La temperatura al punto di ristagno di ogni cilindro è stata poi misurata da un pirometro dual color, ed il valore ottenuto è di 1743 [K].

Tale temperatura è inferiore a quella di equilibrio radiativo nel caso della simulazione descritta, in quanto la simulazione aveva come condizione una parete completamente catalitica.

E' stata quindi fatta un'altra simulazioni, alle stesse condizioni e con le stesse condizioni al contorno, con l'unica differenza di adottare una condizione di parete non catalitica. Nelle figure 6.21, 6.22 e 6.23 vengono riportate, come per il caso precedente, le distribuzioni di pressione e numero di Mach nel piano di simmetria e la distribuzione di flusso termico sulla superficie del corpo.

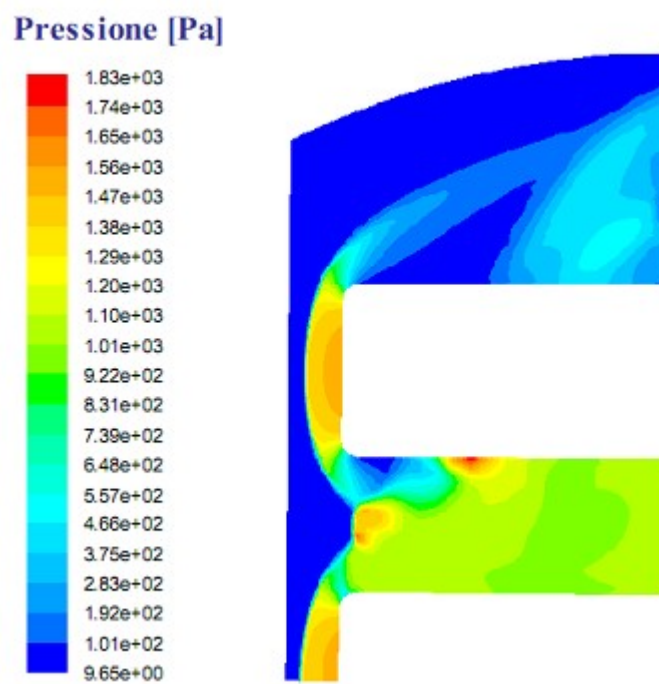


Figura 6.21

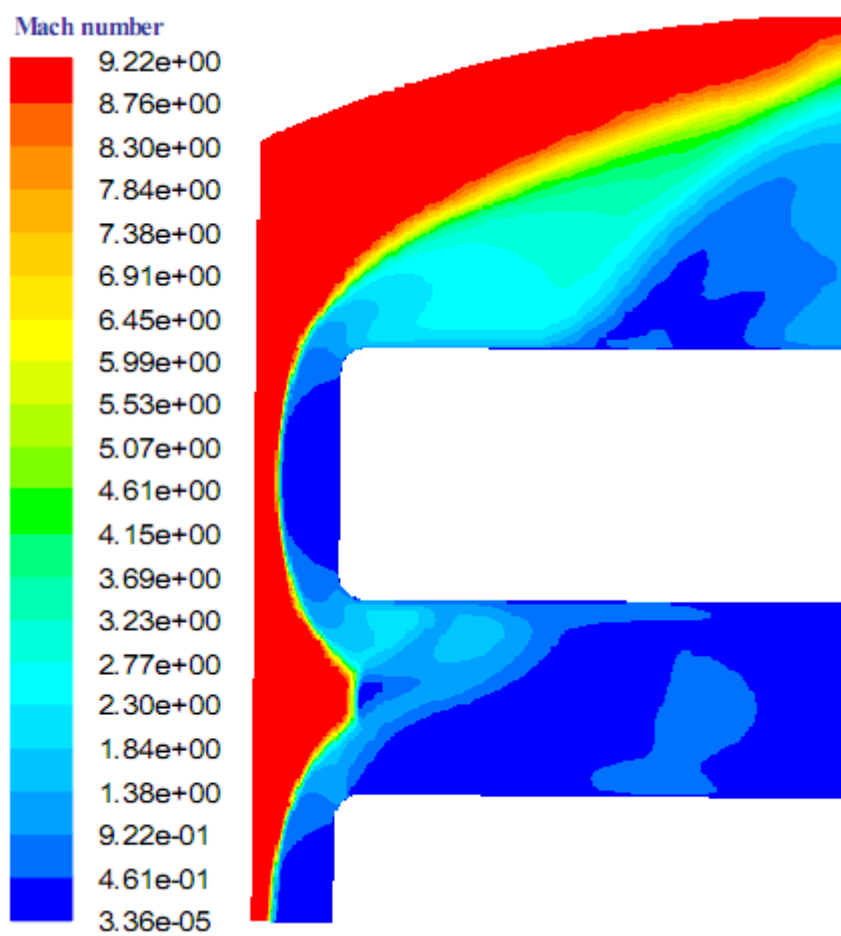


Figura 6.22

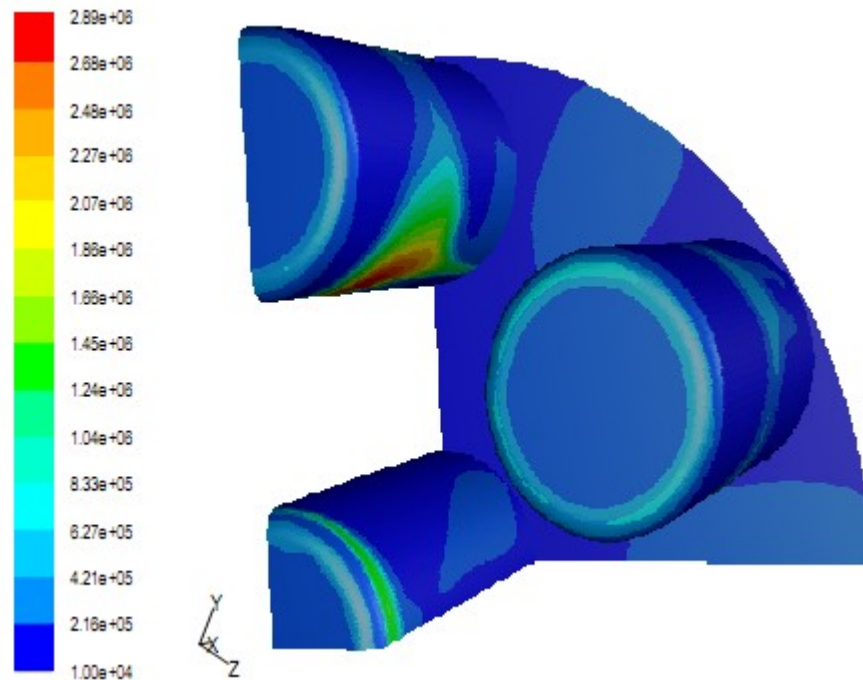


Figura 6.23: Flusso termico [W/m^2]

La simulazione numerica ha come condizioni al contorno sulla parete del Multi-Holder la temperatura costante di 320 [K] e, come detto, la non cataliticità. Il flusso termico sul punto di ristagno di ciascuno dei sette cilindri è di 320000 [W/m^2], che corrisponde ad una temperatura di equilibrio radiativo (con emissività 0.8) di 1630 [K].

Anche in questo caso si può notare il picco di flusso termico nella stessa zona dei casi precedenti.

Essendo il corpo a cataliticità parziale, in quanto sia la condizione di completa cataliticità che la condizione di non cataliticità sono due limiti teorici che contengono al loro interno tutti i casi di superfici reali fisiche, i dati sulle temperature stimate sono assolutamente coerenti con quanto misurato durante il test in SCIROCCO.

VI.5 Studio di cataliticità con il Multi-Holder

Uno dei principali vantaggi del Multi-Holder, quindi, è il fatto che, consentendo di effettuare test su più campioni alle stesse condizioni, permette di effettuare test e misure di cataliticità, eventualmente abbinato anche ad un calorimetro come quello studiato nel presente lavoro di dottorato. Ogni cilindro infatti, potrebbe essere costruito, o anche ricoperto con uno strato di un determinato materiale, con una sua cataliticità, e confrontato con gli altri a cataliticità nota (ad esempio completamente catalitici).

Al fine di studiare il comportamento del Multi-Holder con cilindri a cataliticità parziale, e per avere un'ulteriore prova del fatto che le onde d'urto e i flussi termici sui vari cilindri sono indipendenti, sono state fatte delle simulazioni numeriche *ad hoc*.

Sono state fatte due ulteriori simulazioni numeriche, descritte in maniera sintetica nelle figure 6.24 e 6.25, per ognuna delle quali sono stati considerati gradi di cataliticità differenti per i diversi cilindri.

Le condizioni di galleria per queste simulazioni sono quelle per le quali è stato dimensionato il calorimetro, e quindi quelle della prima simulazione tridimensionale descritta in questo capitolo.

Caso 1

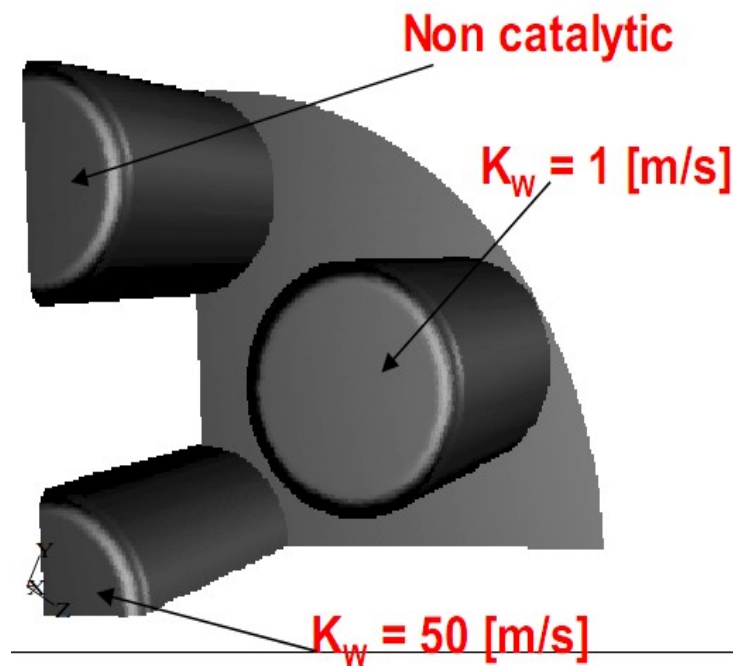


Figura 6.24

Caso 2

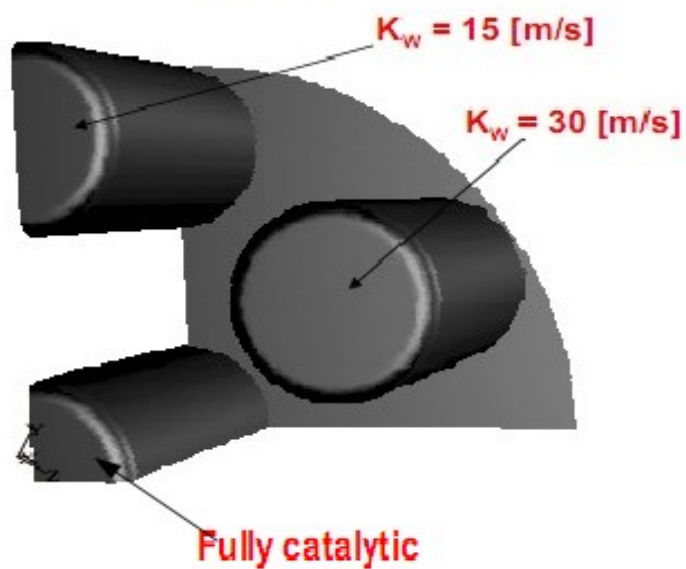


Figura 6.25

Nelle figure 6.26 e 6.27 vengono riportate le distribuzioni di flusso termico nei due casi.

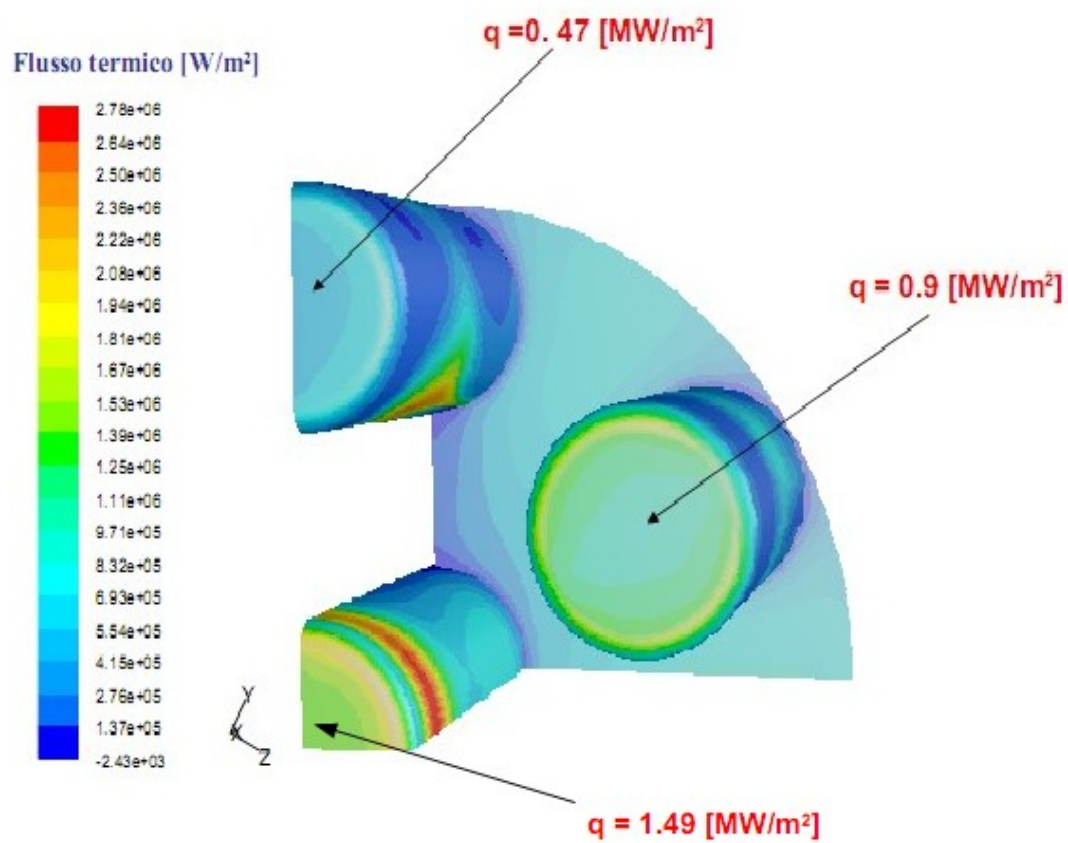


Figura 6.26

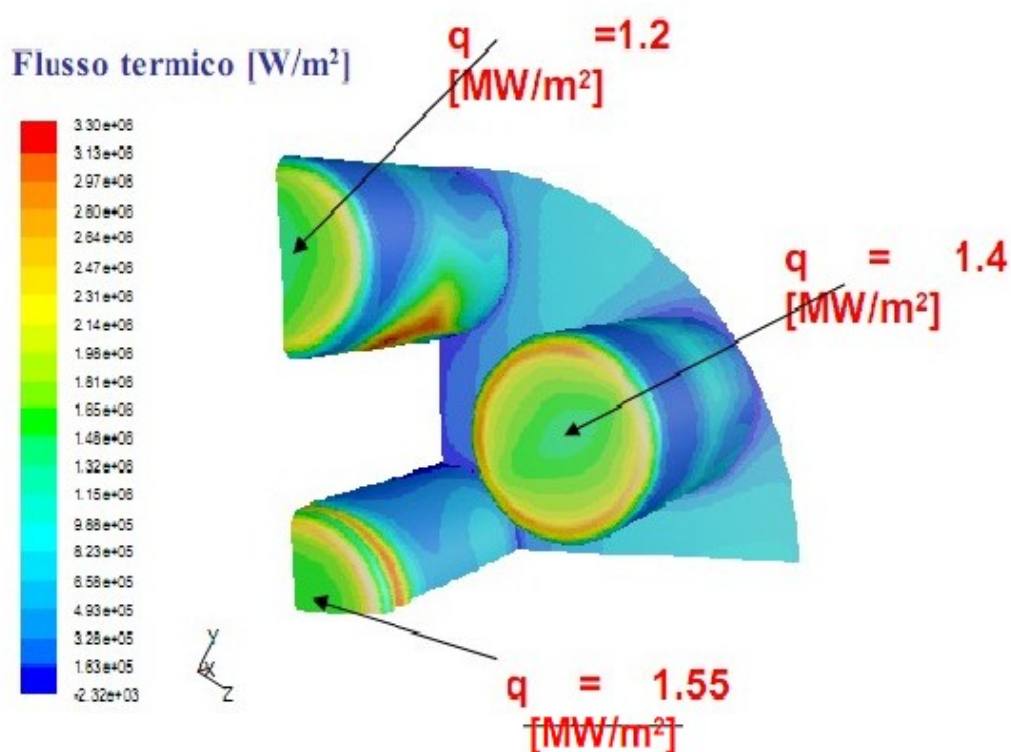


Figura 6.27

A questo punto sono state fatte le simulazioni sulla geometria del calorimetro, che come detto riproduce esattamente la geometria di ognuno dei cilindri del Multi-Holder, ad ognuna delle condizioni di cataliticità parziale adottata per i vari cilindri del Multi-Holder. In figura 6.28 è riportato uno schema di queste simulazioni, con la distribuzione di pressione nel campo di moto:

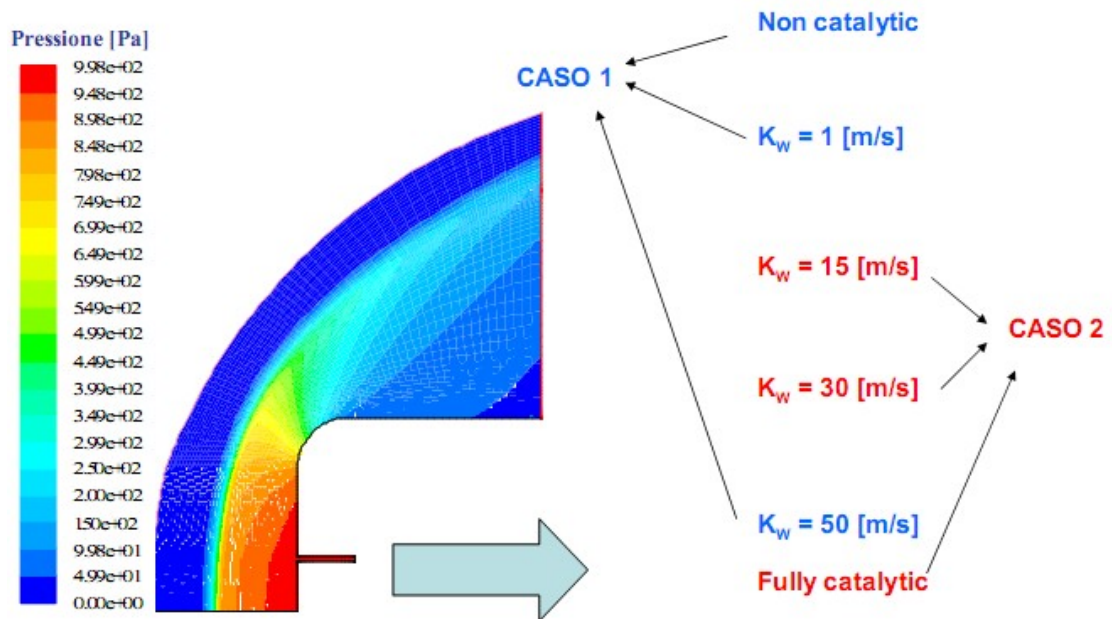


Figura 6.28

Nelle figure 6.29 e 6.30 vengono schematizzati tutti i confronti, e come si può notare l'accordo è ottimo per ogni grado parziale di cataliticità.

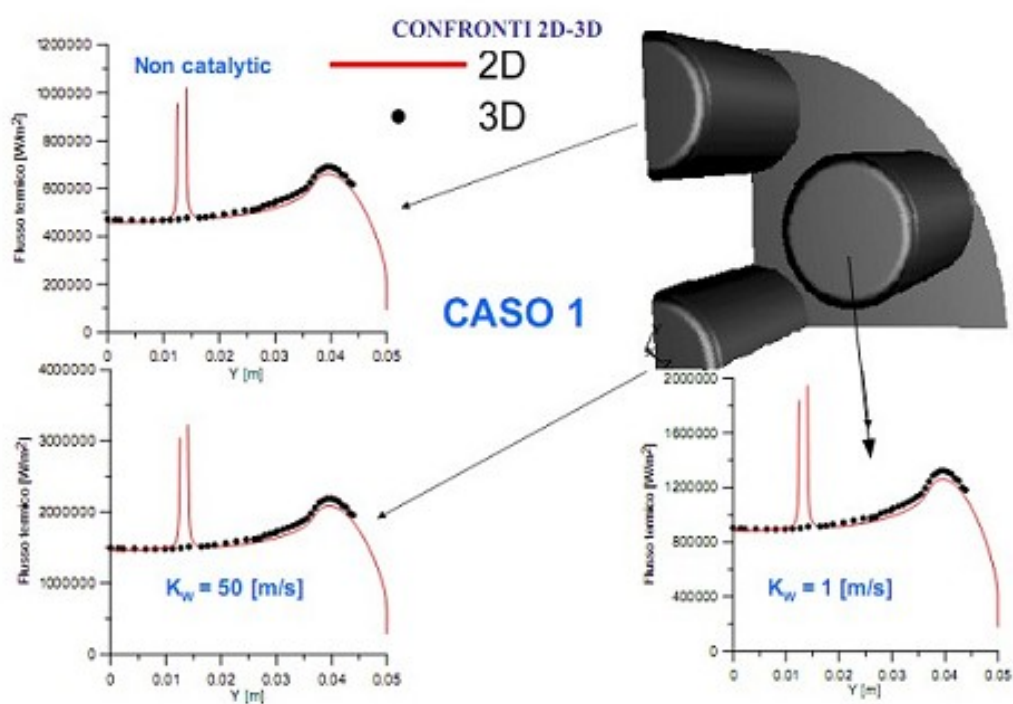


Figura 6.29

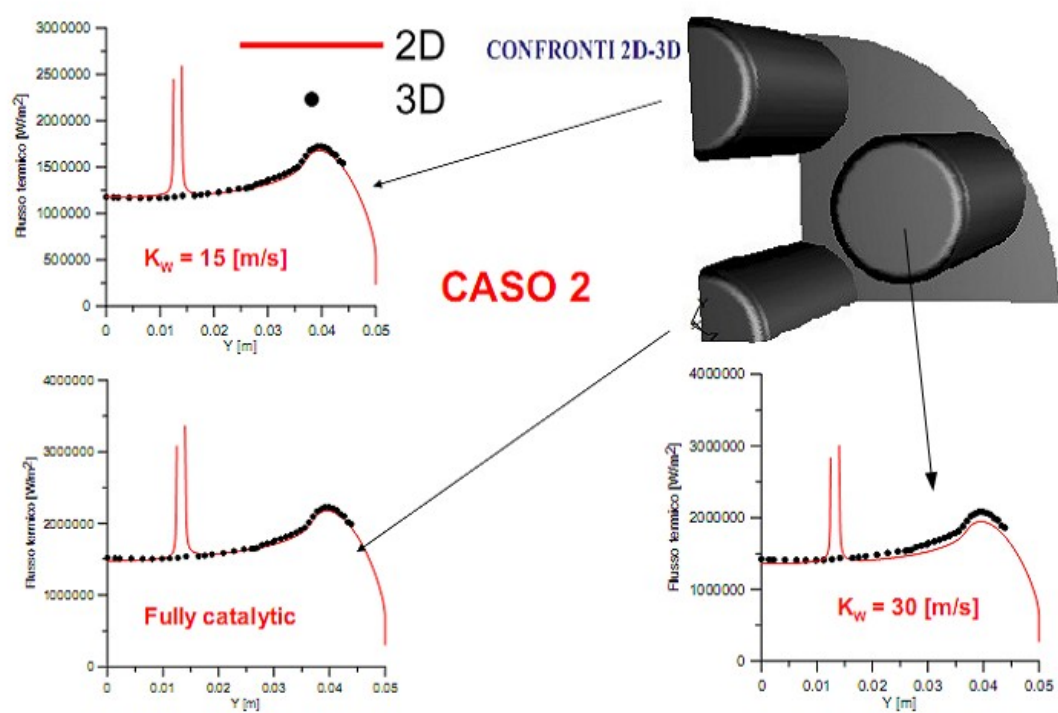


Figura 6.30

CAPITOLO 7

Conclusioni e prospettive

VII. Conclusioni e prospettive

- La formula ingegneristica per la predizione di flusso termico nel punto di ristagno, anche quando è modificata per tenere conto degli effetti della cataliticità parziale, è in accordo con i risultati CFD.
- A valori di entalpia totale relativamente elevati, per analizzare bene l'aerothermochimica devono essere prese in considerazione le differenti proprietà di cataliticità dei materiali rispetto alla ricombinazione dell'ossigeno e dell'azoto.
- L'influenza della cataliticità parziale sul flusso termico dipende dalla pressione di ristagno.
- Il presente lavoro di dottorato mostra come la CFD può essere usata con successo per la progettazione di un calorimetro che abbia caratteristiche innovative.
- Il calorimetro permetterà di effettuare misure accurate di flusso termico in maniera quasi diretta, e in maniera molto più semplice rispetto ad altri strumenti esistenti (e.g. Gardon Gage).
- Per come è concepito il calorimetro assicura una grande superficie a flusso

termico uniforme, all'interno della quale è posizionata la parte dello strumento che effettua la misura.

- Il calorimetro sarà oggetto di futuri test al CIRA. Strumentandolo opportunamente con delle termocoppie sarà possibile verificare la distribuzione di temperatura valutata dalla CFD in condizioni stazionarie e instazionarie e valutare possibili errori dovuti allo scambio termico tra la parte interna e la parte esterna della sonda.
- I vari cilindri del Multiholder, della stessa geometria della sonda calorimetrica ad acqua, danno luogo ad onde d'urto separate tra loro, il che li rende completamente indipendenti dal punto di vista del flusso termico agente su di essi.
- Il flusso termico su ognuno dei cilindri del Multi-Holder è lo stesso che si ottiene su un singolo cilindro alle stesse condizioni, ed in tutte le condizioni di cataliticità superficiale.
- Sarà in questo modo possibile effettuare studi sperimentali sulla cataliticità superficiale, in quanto si potranno effettuare contemporaneamente prove su più modelli della stessa geometria alle stesse condizioni, condizione importantissima per questo tipo di studio.

Conclusioni e prospettive

- Grazie a queste caratteristiche sarà possibile ridurre i costi di prove in gallerie estremamente dispendiose in termini di energia elettrica come SCIROCCO, in quanto il Multi-Holder permetterà di fare test su un numero di cilindri indipendenti fino a sette contemporaneamente, in luogo di sette test diversi.

BIBLIOGRAFIA

Bibliografia

- R.Monti, G.Zuppari, " *Lezioni di Aerodinamica Ipersonica*", Liguori, 2002.
- J.D.Anderson Jr., " *Hypersonic High Temperature Gas Dynamics*", Mc Graw-Hill, 1989.
- A.Passerone, M.L.Muolo, L.Morbelli, M.Fabrizio, A.Bellosi, " *Giunzioni metallo-ceramico e applicazioni aerospaziali*",
- F. De Filippis, M. Serpico *Air High-Enthalpy Stagnation Point Heat Flux Calculation* Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 12, No 4, pp. 608-611, October-December 1998.
- D. J. Thomas, *Design and Analysis of UHTC Leading Edge Attachment*, NASA/CR-2002-211505
- Jochen Marshall, Adam Chamberlain, Daniel Crunkleton, Bridget Rogers, " *Catalytic Atom Recombination on ZrB_2/SiC and HfB_2/SiC Ultrahigh-Temperature Ceramic Composites*", Journal of Spacecraft and Rockets vol. 41, No. 4, July-August 2004
- A. F. Kolesnikov, M. I. Yakushin, I. S. Pershin, S. A. Vasil'evskii, O. Chazot, B. Vancrayenest, J. Muylaert, *Comparative study of surface catalycity under subsonic air test conditions*, Proc. 4th Symp. Aerothermodynamics for Space Applications, 15-18 Oct. 2001, Capua, Italy, ESA SP-487, March 2002
- S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, M. Fertig, *Determination of recombination coefficient and spectral emissivity of thermal protection materials*, 37th AIAA Thermophysics Conference, AIAA-2004-2274
- D. Zeitoun, E. Boccaccio, M.C. Druguet, M. Imbert, R. Brun, *Nonequilibrium hypersonic flow in a wind-tunnel nozzle*, ,

“Theoretical and experimental methods in hypersonic flows”,
AGARD Conference Proceedings 514, aprile 1993

- S. Borreca, M. De Stefano, *Studio aerotermodinamico di nuove configurazioni per il volo ipersonico basate sull’impiego di materiali avanzati*, tesi di laurea in ingegneria aerospaziale
- R. Monti, D. Paterna: *A low risk reentry: looking backward to step forward*, Aerospace Science and Technology 10 (2006) 156-167
- M. E. Tauber: *A review of High Speed, Convective, Heat Transfer, Computations Method*, NASA Technical Paper, TP-2914, 1989
- VKI: *Heat Flux probe document* – VKI internal report